



Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

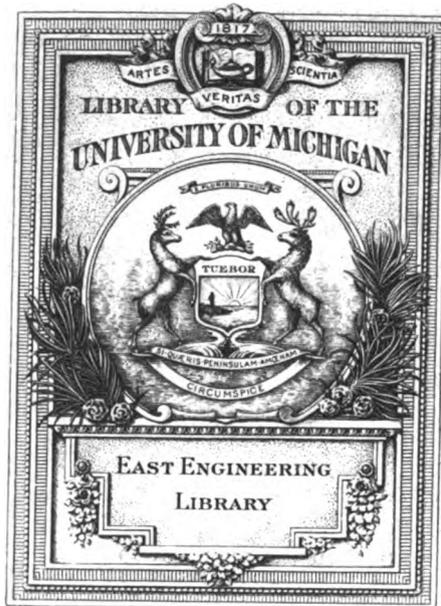
Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

- + *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.
- + *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.
- + *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.
- + *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter <http://books.google.com> durchsuchen.

C 367739 DUPL



Engin.
Library

TL

503

.L92

LUFTFAHRT- FORSCHUNG

Mit Beiträgen der nachstehenden Institute:

Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, E.V., Berlin-Adlershof • Aerodynamische Versuchsanstalt beim Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung, Göttingen • Aerodynamisches Institut der Technischen Hochschule Aachen • Aerodynamisches Institut an der Technischen Hochschule Darmstadt • Institut für Aerodynamik und Flugtechnik der Technischen Hochschule Hannover • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Stuttgart • Forschungsinstitut für Kraftfahrwesen und Fahrzeugmotore an der Technischen Hochschule Stuttgart • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Berlin • Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug, Flugplatz Griesheim b. Darmstadt • Professor Dr.-Ing. Flügel u. a.

Herausgegeben von der
Zentrale für technisch-wissenschaftliches Berichtswesen
über Luftfahrtforschung (ZWB)



BAND XI

1934



VERLAG R. OLDENBOURG / MÜNCHEN 1 UND BERLIN



INHALTS-ÜBERSICHT

Verfasserverzeichnis.

	Lfg.	Seite		Lfg.	Seite.
Aerodynamisches Institut der Technischen Hochschule Aachen: Modellmessungen über die zweckmäßigste Ausbildung der Sitzausschnitte in offenen Flugzeugen	3	85	Kraemer, O.: Aufbau und Verleimung von Flugzeugsperrholz	2	33
Biechteler, C.: Einfluß eines Ausschnittes im Höhenruder auf die statische Längsstabilität und die statische Höhenruderwirkung	1	1	Lippisch, A.: Einfluß der aerodynamischen Gestaltung auf die Leistung von Segelflugzeugen	5	122
Betz, A.: Änderung der Profilform zur Erzielung einer vorgegebenen Änderung der Druckverteilung	6	158	Lürenbaum, K.: Das Triebwerk als Schwingungserreger	7	200
Blenk, H.: Luftschaubenstrahl und Längsstabilität	7	202	Müller, J.: Schweißbarkeit von Stählen höherer Festigkeit nach den Erfahrungen des Flugzeugbaues, mit besonderer Berücksichtigung der Schweißrissigkeit	4	93
Bornemann, K., Gensel, R.: Flugwerk — Triebwerk — Luftschaube. Ein Nomogramm zur Auflösung ihrer Wechselbeziehungen	6	153	Müß, H.: Untersuchung über den gegenseitigen Einfluß von Tragflügeln und Körpern, die sich auf der Tragflügeldruckseite befinden	4	103
Daeves, K.: Die Organisation und Arbeitsweise der Forschung in der Stahlindustrie, dargestellt am Beispiele eines Stahlkonzerns	7	185	Muttray, H.: Die aerodynamische Zusammenfügung von Tragflügeln und Rumpf	5	131
Diringshofen, H. von: Über die Wirkung der Coriolisbeschleunigungen auf das Labyrinth beim Trudeln eines Motorflugzeuges	5	150	— Über die Abhängigkeit des Profilwiderstandes vom Auftrieb bei Joukowsky- und joukowsky-ähnlichen Profilen	6	165
Dschou: Die Druckfestigkeit versteifter zylindrischer Schalen	8	223	Pleines, W.: Kinematographische Messung der Flugbewegung beim Abfangen an einem Flugzeug Junkers-A-35.	1	16
Ebert, H.: Wechselbeziehungen zwischen Triebwerk und Flugzeug vom Standpunkt des Luftschaubenbauers	7	197	Pretschner, W. s. Wagner, H.		
Gatzek, W.: Die Blasenbildung bei der Wärmebehandlung vergütbarer Aluminiumlegierungen	3	65	Schlippe, B. von: Schwingungsberechnung von räumlichen Maschinenfundamenten	2	57
Gensel, R. s. Bornemann.			— Wechselbeziehungen zwischen Triebwerk und Flugzeug vom Standpunkte des Flugzeugbauers	7	192
Georgii, W.: Thermischer Segelflug	5	117	Schübler, K.: Über das Verhalten von Leichtmetallblechstreifen mit kreisrunden, randgebörtelten Löchern bei Schubbeanspruchung	3	74
Grimm, H. G.: Forschungstätigkeit in der chemischen Industrie	7	189	Seewald, F.: Die Organisation der Luftfahrtforschung in den angelsächsischen Ländern, ihre Arbeitsweise und ihre Zusammenarbeit mit der Industrie	7	182
Heck, O. S.: Formeln und Berechnungsverfahren für die Festigkeit von Platten- und Schalenkonstruktionen im Flugzeugbau	8	211	Stephens, A. V.: Das Trudeln von Flugzeugen — Das Trudeln von Flugzeugen. Aussprache zum Vortrag	7	207
Hoffmann, E. s. Winter, H.			Stüper, J.: Untersuchung von Reibungsschichten am fliegenden Flugzeug	1	26
Hübner, W.: Weitere Ergebnisse von Messungen der statischen Längsstabilität	1	5	Wagner, H., Pretschner, W.: Verdrehung und Knickung von offenen Profilen	6	174
Kaul, W.: Zur Knicklast einer Zweistabgruppe	2	53	Winter, H., Hoffmann, E.: Zusammenstellung von konstruktiven Einzelheiten ausgeführter Glattblechschalenrumpfe des Auslandes	8	235
Kosin, R.: Einfluß von Gewicht und Widerstand auf Sinkgeschwindigkeit und Gleitzahl bei Segelflugzeugen	5	128			

Sachverzeichnis.

	Lfg.	Seite		Lfg.	Seite
Aerodynamik des Flugzeugs.			Untersuchung über den gegenseitigen Einfluß von Tragflügeln und Körpern, die sich auf der Tragflügeldruckseite befinden, Müß, H.	4	103
Über die Abhängigkeit des Profilwiderstandes vom Auftrieb bei Joukowsky- und joukowsky-ähnlichen Profilen, Muttray, H.	6	165	Die aerodynamische Zusammenfügung von Tragflügel und Rumpf, Muttray, H.	5	131
Änderung der Profilform zur Erzielung einer vorgegebenen Änderung der Druckverteilung, Betz, A.	6	158	Modellmessungen über die zweckmäßigste Ausbildung der Sitzausschnitte in offenen Flugzeugen, Aerodynamisches Institut der Technischen Hochschule, Aachen	3	85
Untersuchung von Reibungsschichten am fliegenden Flugzeug, Stüper, J.	1	26			

	Lfg. Seite		Lfg. Seite
Flugwerk-Triebwerk-Luftschraube. Ein Nogramm zur Auflösung ihrer Wechselbeziehungen, Bornemann, K., Gensel, R.	6 153	weise und ihre Zusammenarbeit mit der Industrie, Seewald, F.	7 182
Einfluß der aerodynamischen Gestaltung auf die Leistung von Segelflugzeugen, Lippisch, A.	5 122	Die Organisation und Arbeitsweise der Forschung in der Stahlindustrie, dargestellt am Beispiele eines Stahlkonzerns, Daevs, K.	7 185
Einfluß von Gewicht und Widerstand auf Sinkgeschwindigkeit und Gleitzahl bei Segelflugzeugen, Kosin, R.	5 128	Forschungstätigkeit in der chemischen Industrie, Grimm, H. G.	7 189
Festigkeit.			
Formeln und Berechnungsverfahren für die Festigkeit von Platten- und Schalenkonstruktionen im Flugzeugbau, Heck, O.	8 211	Wechselbeziehungen zwischen Triebwerk und Flugzeug vom Standpunkt des Luftschraubenbauers, Ebert, H.	7 197
Die Druckfestigkeit versteifter zylindrischer Schalen, Dschou	8 223	Medizin.	
Zur Knicklast einer Zweistabgruppe, Kaul, W.	2 53	Über die Wirkung der Coriolisbeschleunigungen auf das Labyrinth beim Trudeln eines Motorflugzeuges, Diringshofen, H. von . . .	5 150
Verdrehung und Knickung von offenen Profilen, Wagner/Pretschner	6 174	Schalen.	
Über das Verhalten von Leichtmetallblechstreifen mit kreisrunden, randgebörtelten Löchern bei Schubbeanspruchung, Schübler, K.	3 74	Formeln und Berechnungsverfahren für die Festigkeit von Platten- und Schalenkonstruktionen im Flugzeugbau, Heck, O.	8 211
Flugeigenschaften.			
Einfluß eines Ausschnittes im Höhenruder auf die statische Längsstabilität und die statische Höhenruderwirkung, Biechteler, C.	1 1	Die Druckfestigkeit versteifter zylindrischer Schalen, Dschou	8 223
Weitere Ergebnisse von Messungen der statischen Längsstabilität, Hübner, W.	1 5	Zusammenstellung von konstruktiven Einzelheiten ausgeführter Glattblechschalenrumpfe des Auslandes, Winter/Hoffmann	8 235
Luftschraubenstrahl und Längsstabilität, Blenk, H.	7 202	Schwingungen.	
Das Trudeln von Flugzeugen, Stephens, A. V.	5 140	Das Triebwerk als Schwingungserreger, Lürenbaum, K.	7 200
Das Trudeln von Flugzeugen, Stephens, A. V., Aussprache zum Vortrag	7 207	Wechselbeziehungen zwischen Triebwerk und Flugzeug vom Standpunkte des Flugzeugbauers, Schlippe, B. von	7 192
Über die Wirkung der Coriolisbeschleunigungen auf das Labyrinth beim Trudeln eines Motorflugzeuges, Diringshofen, H. von . . .	5 150	Segelflug.	
Kinematographische Messung der Flugbewegung beim Abfangen an einem Flugzeug Junkers-A-35, Pleines, W.	1 16	Thermischer Segelflug, Georgii, W.	5 117
Flugmotor.			
Das Triebwerk als Schwingungserreger, Lürenbaum, K.	7 200	Einfluß der aerodynamischen Gestaltung auf die Leistung von Segelflugzeugen, Lippisch, A.	5 122
Wechselbeziehungen zwischen Triebwerk und Flugzeug vom Standpunkte des Flugzeugbauers, Schlippe, B. von	7 192	Einfluß von Gewicht und Widerstand auf Sinkgeschwindigkeit und Gleitzahl bei Segelflugzeugen, Kosin, R.	5 128
Flugzeugbau.			
Wechselbeziehungen zwischen Triebwerk und Flugzeug vom Standpunkte des Flugzeugbauers, Schlippe, B. von	7 192	Die aerodynamische Zusammenfügung von Tragflügel und Rumpf, Muttray, H.	5 131
Wechselbeziehungen zwischen Triebwerk und Flugzeug vom Standpunkte des Luftschraubenbauers, Ebert, H.	7 197	Werkstoffe.	
Zusammenstellung von konstruktiven Einzelheiten ausgeführter Glattblechschalenrumpfe des Auslandes, Winter/Hoffmann	8 235	Schweißbarkeit von Stählen höherer Festigkeit nach den Erfahrungen des Flugzeugbaues, mit besonderer Berücksichtigung der Schweißrissigkeit, Müller, J.	4 93
Forschung.			
Die Organisation der Luftfahrtforschung in den angelsächsischen Ländern, ihre Arbeits-		Über das Verhalten von Leichtmetallblechstreifen mit kreisrunden, randgebörtelten Löchern bei Schubbeanspruchung, Schübler, K.	3 74
		Die Blasenbildung bei der Wärmebehandlung vergütbarer Aluminiumlegierungen, Gatzek, W.	3 65
		Aufbau und Verleimung von Flugzeugsperrholz, Kraemer, O.	2 33
		Wetterkunde.	
		Thermischer Segelflug, Georgii, W.	5 117

LUFTFAHRT- FORSCHUNG

Mit Beiträgen der nachstehenden Institute:

Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, E.V., Berlin-Adlershof • Aerodynamische Versuchsanstalt beim Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung, Göttingen • Aerodynamisches Institut der Technischen Hochschule Aachen • Aerodynamisches Institut an der Technischen Hochschule Darmstadt • Institut für Aerodynamik und Flugtechnik der Technischen Hochschule Hannover • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Stuttgart • Forschungsinstitut für Kraftfahrwesen und Fahrzeugmotore an der Technischen Hochschule Stuttgart • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Berlin • Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug, Flugplatz Griesheim b. Darmstadt • Professor Dr.-Ing. Flügel u. a.

Herausgegeben von der
**Zentrale für technisch-wissenschaftliches Berichtswesen
über Luftfahrtforschung (ZWB)**



INHALT:

Einfluß eines Ausschnittes im Höhenruder auf die statische Längsstabilität und die statische Höhenruderwirkung. Von Curt Biechteler	Seite 1
Weitere Ergebnisse von Messungen der statischen Längsstabilität. Von Walter Hübner	Seite 5
Kinematographische Messung der Flugbewegung beim Abfangen an einem Flugzeug Junkers-A-35. Von Wilhelm Pleines	Seite 16
Untersuchung von Reibungsschichten am fliegenden Flugzeug. Von J. Stüper, Göttingen	Seite 26

Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen

(angegliedert dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung)

Herausgegeben von o. Prof. Dr.-Ing. e. h. **L. Prandtl** u. a. o. Prof. Dipl.-Ing. Dr. phil. **A. Betz**

3. Aufl., 144 S. und 2 Taf., 91 Abb., 173 Zahlentaf., Lex.-8°, 1925. Broschiert M. 8.—, in Leinen geb. M. 10.—

Geschichtliche Vorbemerkungen. — *I. Beschreibung der Anlage der Versuchseinrichtungen.* 1. Kurze Beschreibung der großen Versuchsanlage. 2. Das Haus. 3. Die Windführung und Winderzeugung. 4. Die Druckwaage. 5. Die elektrische Einrichtung. 6. Die Drei-Komponentenwaage. — *II. Einführung in die Lehre vom Luftwiderstand.* 1. Allgemeines über Luftwiderstandsgesetze und Formelgrößen. 2. Das Ähnlichkeitsgesetz. 3. Abriß der Tragflügeltheorie. — *III. Versuchs-technik.* 1. Eichungen. 2. Justierung der Düse. 3. Bestimmung des Drahtwiderstandes. 4. Korrektur infolge des endlichen Strahldurchmessers. 5. Die Messung der Windgeschwindigkeit. 6. Ausführungen der Messungen. 7. Die Herstellung der Modelle. 8. Die zulässigen Abmessungen und Gewichte der zu untersuchenden Modelle. 9. Über die Genauigkeit der Messungen. —

1. Lfg. *IV. Versuchsergebnisse.* 1. Experimentelle Prüfung der Umrechnungsformeln. 2. Der Einfluß des Kennwertes auf die Luftkräfte von Tragflügeln. 3. Untersuchungen über den Einfluß des Flügelumrisses sowie einige Messungen mit verwundenen Flügeln. 4. Flügel mit rauher Druckseite. 5. Flügelprofiluntersuchungen. 6. Gegenseitige Beeinflussung von Tragfläche und Schraube. 7. Messungen bei verschiedener gegenseitiger Anordnung von Flügel und Rumpf. 8. Untersuchungen über den Reibungswiderstand von stoffbespannten Flächen. 9. Widerstandsmessungen an symmetrischen Profilen. 10. Untersuchung von fünf Flugzeugschwimmern. Anhang I: Werte der Dichte mittelfeuchter Luft. Anhang II: Werte der kinematischen Zähigkeit der Luft. — *Literaturverzeichnis.*

2. Aufl., 84 S., 102 Abb., 100 Zahlentafeln, Lex.-8°, 1929. Broschiert M. 5.40, in Leinen gebunden M. 7.20.

I. Beschreibung des kleinen Windkanals. — *II. Beschreibung von Meßeinrichtungen.* 1. Einrichtung zur Messung von Geschwindigkeitsverteilungen. 2. Der Raucherzeuger. — *III. Der induzierte Widerstand von Mehrdecker.* 1. Gegenseitige Beeinflussung. 2. Der Doppeldecker. 3. Der Dreidecker. 4. Zahlenbeispiel. — *IV. Versuchsergebnisse.* 1. Experimentelle Prüfung der Berichtigungformel für Flügel von großer Spannweite im Luftstrahl der Versuchsanstalt. 2. Untersuchung über den Einfluß der Aufhängungsorgane auf die Modellmessungen. 3. Versuche über den Luftwiderstand gerundeter und kantiger Körper. 4. Experimentelle Prüfung der aus der Mehr-

2. Lfg. deckertheorie folgenden Umrechnungsformen für Doppeldecker. 5. Der Einfluß der Erdbodennähe auf den Flügelerwiderstand. 6. Messung der Druckverteilung an drei Eindeckerflächen und an einem Doppeldecker. 7. Messungen an Tragwerken mit Pfeilstellung und Verwindung. 8. Untersuchungen über Tragflügel mit unterteiltem Profil. 9. Untersuchung eines Wasserflugzeugmodells. 10. Luftkräfte auf einen Stromlinienkörper mit rundem und quadratischem Querschnitt bei Schrägstellung. 11. Aufnahmen mit dem selbstaufzeichnenden Druckschreiber. 12. Strömungsaufnahmen. — *Literaturverzeichnis.*

172 Seiten, 149 Abbildungen, 276 Zahlentafeln, Lex.-8°, 1927. Broschiert M. 13.—, in Leinen gebunden M. 14.80.

I. Theoretischer Teil. 1. Über den Reibungswiderstand strömender Luft. 2. Über Wirbelablösung und deren Verhinderung. 3. Über den Einfluß der Stromlinienkrümmung auf den Auftrieb von Doppeldeckern. 4. Theoretisches über die Joukowsky-Profile. 5. Der induzierte Widerstand von Flügeln mit Endscheiben. 6. Theoretisches über Windräder. — *II. Neue Versuchseinrichtungen.* 1. Kleine Drehstrommotoren zum Antrieb von Modellpropellern. 2. Wirbelstrombremse. — *III. Versuchsergebnisse.* 1. Aufmaße der Flügelprofile. 2. Neuere Profiluntersuchungen. 3. Messungen von Joukowsky-Profilen. 4. Messung eines Profils bei Anstellwinkeln von 0 bis 360°. 5. Profilmessungen bei negativen Anstellwinkeln. 6. Messungen an Profilen mit abgeschnittener Hinterkante. 7. Profilwiderstände zweier dünner Profile bei verschiedenen Kennwerten. 8. Messungen an Flügeln mit Ausschnitten. 9. Untersuchungen

3. Lfg. an Flügeln mit Endscheiben. 10. Untersuchung eines Flügels mit geteiltem Profil. 11. Messungen an drei Höhenleitwerken. 12. Untersuchungen an Flügeln mit Klappen und Spalt. 13. Rauheigkeitseinflüsse an Tragflügeln. 14. Beeinflussung von Tragflügeln durch Motorengondeln. 15. Untersuchungen einiger Flugzeugmodelle: a) Segelflugzeug „Vampyr“; b) Segelflugzeug „Greif“; c) Schwanzloses Weltensegler-Flugzeug; d) Rohrbach-Zweimotoren-Landflugzeug; e) Flugzeugmodell mit Propeller. 16. Untersuchungen über Druckverteilungen an gestaffelten Flügelgittern. 17. Untersuchungen von Windrädern. 18. Winddruckmessungen an einem Gasbehälter. 19. Messungen von Brückenträgern. 20. Messungen von Profilträgern. 21. Untersuchungen von Windschutzgittern. 22. Untersuchungen an einem Schnellbahnwagen. — *Literaturverzeichnis.*

153 Seiten, 234 Abbildungen und 127 Zahlentafeln. Lex.-8°, 1932. Broschiert M. 10.—, in Leinen gebunden M. 11.80.

I. Neue Versuchseinrichtungen. 1. Das Luftschrauben-Laboratorium. Von **A. Betz**. 2. Die Sechskomponenten-Waage des großen Windkanals. Von **A. Betz**. 3. Ein neues Mikromanometer. Von **A. Betz**. 4. Ein photographisches Profil-Aufnahmegerät für Modell-Luftschrauben. Von **H. Muttray**. — *II. Theoretischer Teil.* Zur turbulenten Strömung in Rohren und längs Platten. Von **L. Prandtl**. — *III. Versuchsergebnisse.* 1. Neuere Profiluntersuchungen. Von **R. Langer**. 2. Untersuchung weiterer Joukowsky-Profile. Von **O. Schrenk**. 3. Untersuchung einiger verallgemeinerter Joukowsky-Profile. Von **O. Schrenk**. 4. Profileigenschaften eines Absaugflügels. Von **O. Schrenk**. 5. Untersuchung von zwei Flugzeugmodellen. Von **R. Langer**. 6. Neuere Messungen an Flügeln mit Ausschnitten. Von **H. Muttray**. 7. Messungen an einem Flügel mit versetztem Mittelteil. Von **H. Muttray**. 8. Versuche über die Ausbildung der Flügelwurzel von Tiefdeckern. Von **H. Muttray**. 9. Der Einfluß des Flügelumrisses auf die Polare eines Tiefdeckers.

4. Lfg. Von **H. Muttray**. 10. Untersuchung eines Tiefdeckers bei verschiedenem Abstand des Flügels von der Rumpfspitze. Von **H. Muttray**. 11. Messungen an ebenen und gewölbten Platten. Von **O. Flachsbar**. 12. Messungen an rotierenden Zylindern. Von **A. Busemann**. 13. Der Widerstand von Kugeln in der Umgebung der kritischen Reynoldsschen Zahl. Von **O. Flachsbar**. 14. Untersuchung einer offenen und geschlossenen Halbkugel. Von **M. Hansen**. 15. Widerstand von Seidengazefiltern, Runddraht- und Blechstreifensieben mit quadratischen Maschen. Von **O. Flachsbar**. 16. Untersuchung von vier Windrädern. Von **R. Seifert**. 17. Untersuchung von Dachlüftern. Von **O. Schrenk**. 18. Untersuchung eines Staudruckmultiplikators. Von **A. Betz** und **H. Peters**. 19. Winddruck auf geschlossene und offene Gebäude. Von **O. Flachsbar**. 20. Winddruck auf Gasbehälter. Von **O. Flachsbar**. 21. Bremswirkung von Windschutzgittern. Von **R. Langer**. — *IV. Literaturverzeichnis.* — Anhang: Berichtigungen.

R. OLDENBOURG • MUNCHEN 1 UND BERLIN

Einfluß eines Ausschnittes im Höhenruder auf die statische Längsstabilität und die statische Höhenruderwirkung.

Von Curt Biechteler.

Bericht 33/01 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V., Berlin-Adlershof.

Bei einem Sportflugzeug sollte die Seitenruderwirkung bei großen Anstellwinkeln verbessert werden. Zu diesem Zweck war es notwendig, das durchgehende Höhenruder in der Mitte auszuschneiden, um das Seitenruder nach unten zu vergrößern. Die vorliegende Arbeit behandelt die Messung des Einflusses dieses Ausschnittes im Höhenruder auf die statische Längsstabilität, die Höhensteuerkräfte und die statische Ruderwirkung.

Gliederung.

- I. Einleitung.
- II. Gang der Untersuchung.
- III. Ergebnisse.
 - 1. Einfluß des Ausschnittes im Höhenruder auf die statische Längsstabilität.
 - 2. Einfluß des Ausschnittes im Höhenruder auf die statische Ruderwirkung.
- IV. Zusammenfassung.

I. Einleitung.

Das in Abb. 1 dargestellte Flugzeug zeigt bei großen Anstellwinkeln schlechte Seitenruderwirkung. Das Rumpfe dieses Modells hat eine horizontale Schneide, die in ein durchgehendes Höhenruder ausläuft. Das Seitenruder liegt über dem Höhenruder (Abb. 3); die schlechte Ruderwirkung läßt sich dadurch erklären, daß bei großen Anstellwinkeln das Seitenruder durch das ungeteilte Höhenleitwerk zum Teil abgeschirmt wird.

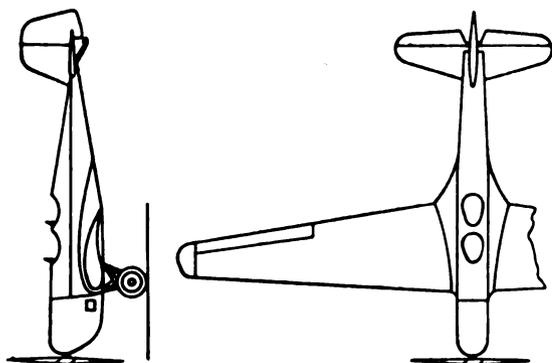


Abb. 1. Umriß-Skizze des untersuchten Flugzeuges (mit geändertem Leitwerk).

Motorleistung	$N = 90$ PS
Flügelfläche	$F = 14,7$ m ²
Spannweite	$b = 11,8$ m
Mittlere Flügeltiefe	$l_m = 1,34$ m
Rüstgewicht	$G_R = 380$ kg
Fluggewicht (je nach Schwerpunktlage)	$G_F = 529$ bis 571 kg.

Zur Verbesserung der Seitenruderwirkung wurde das Leitwerk umgebaut. Das Höhenruder erhielt in der Mitte einen Ausschnitt, der die Ruderfläche um 12,5 vH verkleinert (Abb. 2). Die Drehachse des Seitenruders wurde nach hinten versetzt und dadurch die Flosse vertieft. Das Seitenruder wurde vergrößert und durch den Ausschnitt

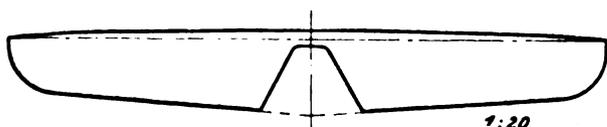


Abb. 2. Umrißform des ursprünglichen und des geänderten Höhenruders.

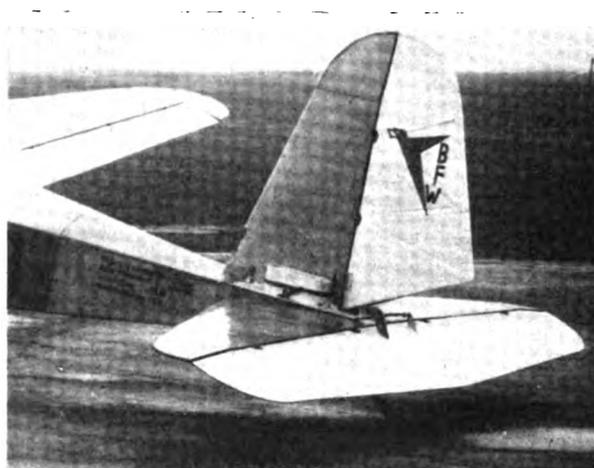


Abb. 3. Dem Muster entsprechende Ausführungsform des Leitwerks. Das Höhenleitwerk ist durch ein durchgehendes Ruder gekennzeichnet. Das Seitenruder liegt über dem Höhenruder.



Abb. 4. Geänderte Ausführungsform des Leitwerks. Die Drehachse des Seitenruders wurde nach hinten versetzt. Das Seitenruder wurde vergrößert und durch den Ausschnitt des Höhenruders hindurchgeführt.

bis unter die Höhenruderfläche hindurchgeführt. Zur Vermeidung einer Verstärkung der Seitenflossen-Anschlußbeschläge am Rumpf wurde die Höhe der Seitenflosse um 16 cm verringert (Abb. 4).

Um den Einfluß der Änderung des Seitenleitwerkes auf die Seitenruderwirkung zu ermitteln, wurde bei Vollgas und Leerlauf des Motors in Abhängigkeit vom Staudruck der Seitenruderausschlag gemessen, der für den Geradeausflug benötigt wird. Bereits früher durchgeführte Messungen dieser Art mit dem Flugzeug Junkers A 35¹⁾ ließen eine gewisse Streuung der Meßpunkte erkennen. Es zeigte sich, daß geringe, vom Führer selbst kaum feststellbare Querruderausschläge wesentlichen Einfluß auf die Größe

¹⁾ C. Biechteler, Messung des Einflusses des Schraubenstrahls auf den Ausschlag des Seitenruders im Geradeausflug. DVL-Jahrbuch 1931, S. 709/11.

der Seitenruderausschläge hatten. Das untersuchte Flugzeug (Muster BFW M 23b) hat gefühlsmäßig noch bessere Querruderwirkung als das Muster A 35, sodaß dieser Einfluß noch größer ist. Die Ergebnisse der Flugmessungen zeigten, daß die Streuung der Meßpunkte innerhalb der Grenzen lag, in denen eine Verbesserung der Ruderwirkung durch die Leitwerksvergrößerung zu erwarten war.

Die Untersuchung beschränkte sich daher auf die qualitative Beurteilung durch mehrere Flugzeugführer. Das Flugzeug wurde von drei Führern der DVL geflogen. Eine Verbesserung der Seitenruderwirkung, insbesondere bei großen Anstellwinkeln, wurde übereinstimmend festgestellt.

Die beabsichtigte Wirkung der Vergrößerung des Seitenleitwerkes konnte nur dadurch erreicht werden, daß das Höhenruder in der Mitte ausgeschnitten, und das Seitenruder bis unterhalb des Höhenruders verlängert wurde. Durch diesen Ausschnitt wurde die Höhenruderwirkung verändert. Zweck der vorliegenden Arbeit ist, den Einfluß dieses Ausschnittes auf die statische Längsstabilität, die Höhensteuerkräfte und die statische Höhenruderwirkung zu ermitteln.

II. Gang der Untersuchung.

Das untersuchte Flugzeug wurde mit einer Versuchseinrichtung ausgerüstet, die die Messung folgender Größen gestattet: Flugstaudruck, Ausschlag des Höhenruders, Handkraft am Steuerhebel, Flughöhe und Längsneigung des Flugzeuges. Die Messungen wurden im unbeschleunigten Fluge bei vier verschiedenen Schwerpunktlagen des Flugzeuges durchgeführt. Es wurde das bei früheren Messungen angewendete Verfahren benutzt. Die erste Versuchsreihe erfaßte die Messungen mit dem der Musterausführung entsprechenden Höhenruder, die zweite Versuchsreihe die Messungen mit dem mit einem Ausschnitt versehenen Höhenruder.

III. Ergebnisse.

1. Einfluß des Ausschnittes im Höhenruder auf die statische Längsstabilität.

Die Auswertung der Messungen ergab die in den Abb. 5 und 6 dargestellte Abhängigkeit der Auftriebsbeizahl vom Höhenruderausschlag. Abb. 5 zeigt die Kurven für Vollgas, Abb. 6 für Leerlauf des Motors bei vier verschiedenen Schwerpunktlagen mit ausgeschnittenem Höhenruder. Aus der

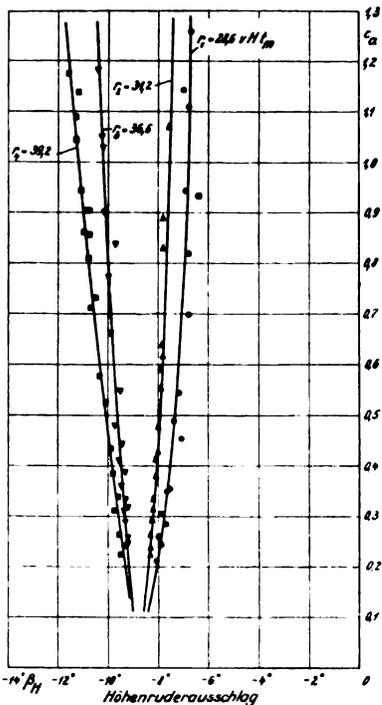


Abb. 5. Abhängigkeit der Auftriebsbeizahl vom Höhenruderausschlag für Vollgas bei vier verschiedenen Schwerpunktlagen.

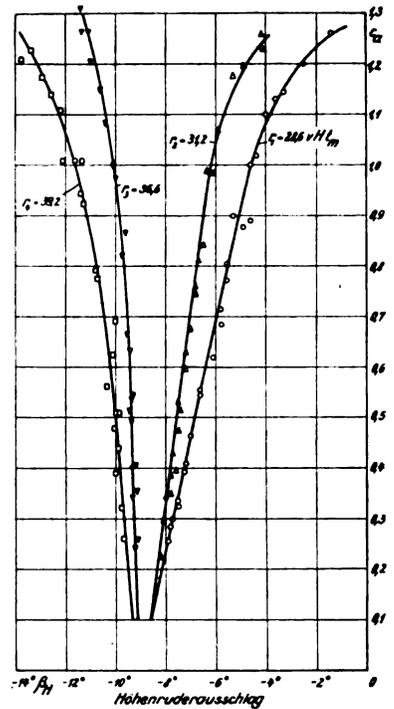


Abb. 6. Abhängigkeit der Auftriebsbeizahl vom Höhenruderausschlag für Leerlauf bei vier verschiedenen Schwerpunktlagen.

Neigung der Kurven, also aus dem Wert $\delta\beta/\delta c_a$, ist für die Schwerpunktlagen r_1 und r_2 Stabilität, für r_3 und r_4 Unstabilität zu erkennen. Der Verlauf der Kurven im oberen Bereich zeigt, daß im Vollgasflug nur kleine Ruderausschläge nötig sind, um große Änderungen des Auftriebes zu erreichen, im Leerlauf dagegen sehr große Ausschläge. Die Ruderempfindlichkeit nimmt also bei Vollgas mit wachsendem Auftrieb zu, bei Leerlauf ab.

Zur Bestimmung der Indifferenz-Schwerpunktlage wurde die Längsmomenten-Beizahl c_m in Abhängigkeit von der Auftriebsbeizahl c_a ermittelt und die Neigung dieser Geraden über der Schwerpunktlage aufgetragen (Abb. 7 a, b und 8 a, b). Wie bereits frühere Messungen ergaben²⁾, ändert sich die Stabilität mit festem Steuer bei Vollgas und Leerlauf geradlinig mit der Schwerpunktlage, und zwar verlaufen diese Geraden bei allen bisher untersuchten Flugzeugen unter derselben Neigung. Ferner ist über der Schwerpunktlage die Neigung der Ruderausschlagkurven bei einer Auftriebsbeizahl von $c_a = 0,4$ aufgetragen. Ein Vergleich der in den beiden Abb. 7 und 8 dargestellten Meßergebnisse läßt erkennen, daß durch den Ausschnitt im Höhenruder

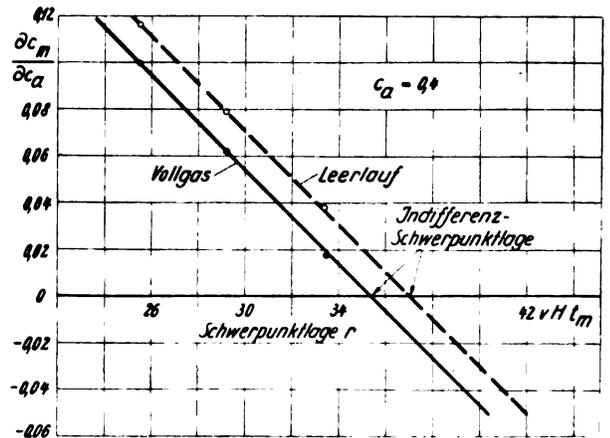


Abb. 7 a. $\frac{d c_m}{d c_a}$ in Abhängigkeit von der Schwerpunktlage (Höhenruder ohne Ausschnitt).

²⁾ W. Hübner, Ergebnisse von Messungen der statischen Längsstabilität einiger Flugzeuge. ZFM Bd. 24 (1933), Nr. 2, S. 47/52.

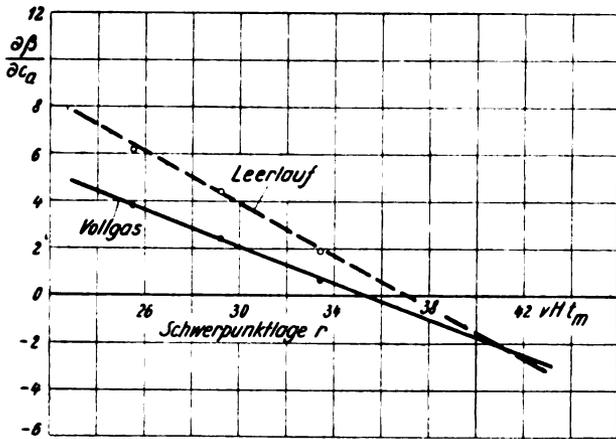


Abb. 7b. $\frac{\partial \beta}{\partial c_a}$ in Abhängigkeit von der Schwerpunktlage (Höhenruder ohne Ausschnitt).

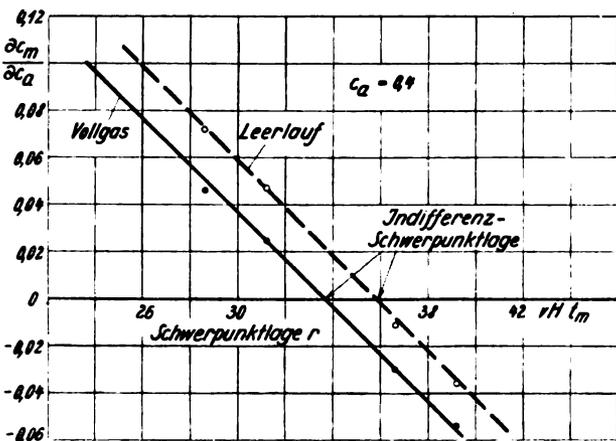


Abb. 8a. $\frac{\partial c_m}{\partial c_a}$ in Abhängigkeit von der Schwerpunktlage (Höhenruder mit Ausschnitt).

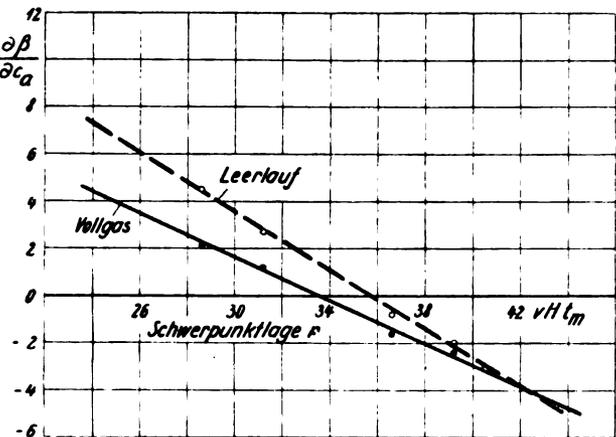


Abb. 8b. $\frac{\partial \beta}{\partial c_a}$ in Abhängigkeit von der Schwerpunktlage (Höhenruder mit Ausschnitt).

die Längsstabilität, wie zu erwarten war, geringer geworden ist, und zwar hat sich die Indifferenz-Schwerpunktlage bei Vollgas um 1,8 vH der mittleren Flügeltiefe (von 35,4 auf 33,6), bei Leerlauf um 1,3 vH der mittleren Flügeltiefe (von 37,0 auf 35,7) geändert.

In Abb. 9 ist der Verlauf der im Fluge gemessenen Steuerkraft in Abhängigkeit vom Staudruck bei vier verschiedenen Schwerpunktlagen für Vollgas und Leerlauf dargestellt. Die aufgetragenen Meßwerte beziehen sich auf das Höhenruder mit Ausschnitt. Bis zu Staudrücken von $\sim 70 \text{ kg/m}^2$ verlaufen die Kurven geradlinig. Die Neigung der Geraden, also der Wert $\delta P/\delta q$, ändert sich mit der Lage

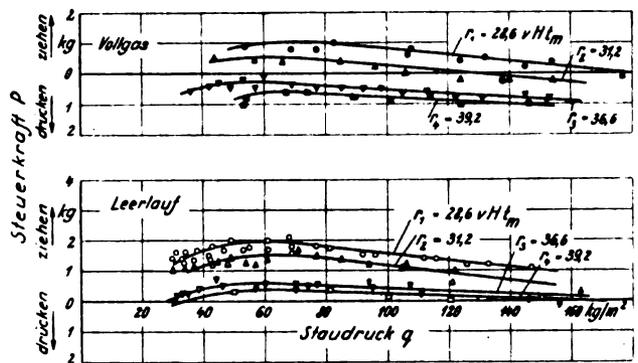


Abb. 9. Verlauf der Höhensteuerkräfte für Vollgas und Leerlauf bei vier verschiedenen Schwerpunktlagen in Abhängigkeit vom Flugstaudruck (Höhenruder mit Ausschnitt).

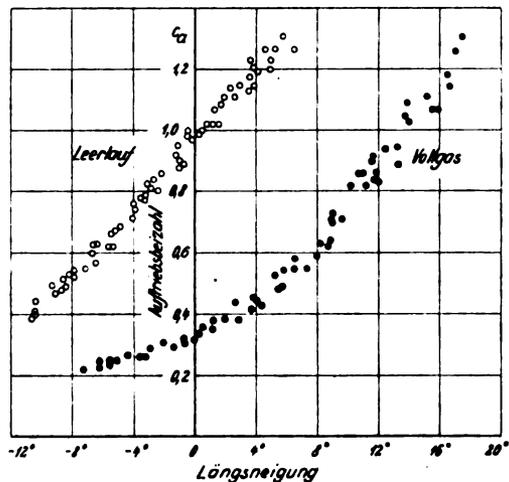


Abb. 10. Abhängigkeit der Auftriebsbeizahl vom Längsneigungswinkel für Vollgas und Leerlauf.

des Flugzeug-Schwerpunktes. Je größer die Rücklage des Schwerpunktes wird, desto geringer ist die Neigung der Kurve. Ein Einfluß des Ausschnittes im Höhenruder auf die Größe der Steuerkraft konnte nicht festgestellt werden, da bei den sehr kleinen gemessenen Steuerkräften die erwartete Änderung (etwa $10 \text{ vH} = 0,1 \text{ bis } 0,2 \text{ kg}$) innerhalb der Meßgenauigkeit lag.

Als Ergebnis der Längsneigungsmessungen zeigt Abb. 10 die Abhängigkeit der Auftriebsbeizahl vom Längsneigungswinkel. Die Meßpunkte für Leerlauf liegen auf einer Geraden. Unter dem Einfluß des Schraubenstrahls ändert sich diese Abhängigkeit. Bei großen Auftriebsbeizahlen entspricht im Vollgasflug eine kleine Neigungsänderung einer großen Änderung des Auftriebes, bei kleinen Auftriebsbeizahlen umgekehrt.

2. Einfluß des Ausschnittes im Höhenruder auf die statische Ruderwirkung.

Als Maß für die statische Ruderwirkung gilt der Wert $\delta c_m/\delta \beta$. Er kennzeichnet die Größe des Momentes um die Flugzeug-Querachse, das durch einen Höhenruderausschlag von 1° hervorgerufen wird. In Abb. 11 und 12 ist die statische Ruderwirkung für Vollgas- und Leerlaufflug ohne und mit Ausschnitt im Höhenruder in Abhängigkeit von der Auftriebsbeizahl aufgetragen. Bei geringem Auftrieb, also bei hohen Geschwindigkeiten, ist die Ruderwirkung für Vollgas und Leerlauf annähernd gleich. Eine Erklärung ist dadurch gegeben, daß bei diesen Flugzuständen die Differenz des Staudruckes am Leitwerk mit und ohne Schraubenstrahl gering ist. Bei Vollgas nimmt die Ruderwirkung mit wachsendem Auftrieb stark zu, während sie bei Leerlauf abnimmt. Die Ruderwirkung wird größer, je größer das Verhältnis von Staudruck im Schraubenstrahl zum Flugstaudruck wird.

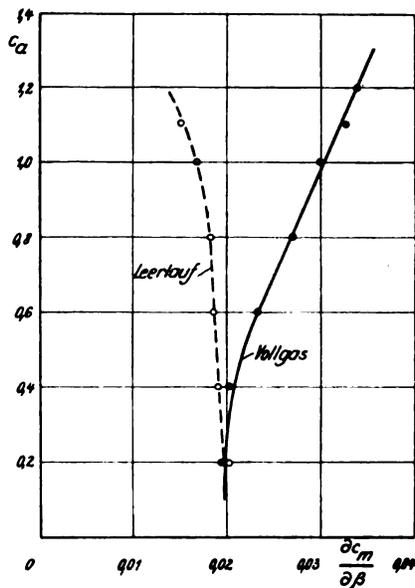


Abb. 11. Statische Höhenrunderwirkung ohne Ausschnitt im Höhenrunder, abhängig von der Auftriebsbeizahl.

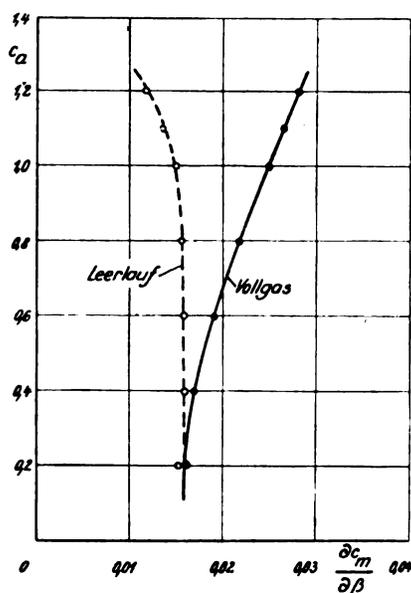


Abb. 12. Statische Höhenrunderwirkung mit Ausschnitt im Höhenrunder, abhängig von der Auftriebsbeizahl.

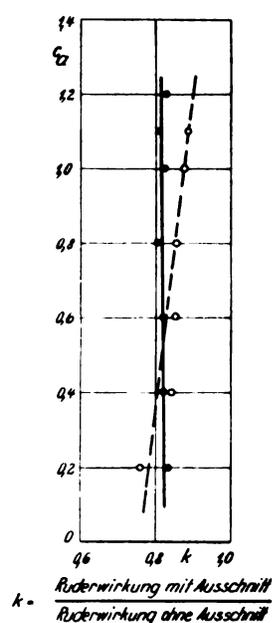


Abb. 13. Verhältnis der Ruderwirkungen ohne und mit Ausschnitt im Höhenrunder, in Abhängigkeit vom Auftrieb.

Das Verhältnis der Ruderwirkungen ohne und mit Ausschnitt ist aus Abb. 13 ersichtlich. Es beträgt bei Vollgas im Durchschnitt 0,82, die Ruderwirkung ist also durch den Ausschnitt um 18 vH schlechter geworden. Im Leerlauf ist die Verschlechterung abhängig vom Auftrieb und beträgt bei einer Auftriebsbeizahl von $c_a = 0,2$ etwa 22 vH und verringert sich bei $c_a = 1,2$ auf 10 vH.

IV. Zusammenfassung.

Bei einem Sportflugzeug sollte die Seitenrunderwirkung bei großen Anstellwinkeln verbessert werden. Zu diesem Zwecke war es notwendig, das durchgehende Höhenrunder in der Mitte auszuschneiden, um das Seitenrunder nach unten

zu vergrößern. Durch diesen Ausschnitt, der die Ruderfläche um 12,5 vH verringert, wurde die statische Stabilität des Flugzeuges und die Höhenrunderwirkung verändert. Flugmessungen zeigten, daß sich der Stabilitätsbereich mit festem Steuer bei Vollgas um 1,8 vH, bei Leerlauf um 1,3 vH der mittleren Flügeltiefe verringert hat. Der Einfluß des Ausschnittes auf die Steuerkräfte konnte nicht ermittelt werden, da bei den außerordentlich geringen vorhandenen Kräften die Meßgenauigkeit hierzu nicht ausreichte. Die Messung der statischen Steuerbarkeit ergab durch den Ausschnitt eine Verschlechterung der Höhenrunderwirkung bei Vollgas von 18 vH, bei Leerlauf zwischen 22 vH und 10 vH, abhängig vom Auftrieb.

Abgeschlossen am 1. 6. 1933.

Weitere Ergebnisse von Messungen der statischen Längsstabilität.

Von Walter Hübner.

Bericht 33/02 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V., Berlin-Adlershof.

A. Stabilität mit festem Steuer.

Anlässlich von Messungen der Stabilität mit freiem Steuer wurden die vorhandenen Messungen mit festem Steuer erweitert. Insbesondere wurde die Abhängigkeit der Längsmomenten-Beizahl von Auftrieb und Fortschrittsgrad, sowie näherungsweise der mittlere Staudruck und unter bestimmten Annahmen der mittlere Abwindwinkel am Leitwerk bestimmt.

Gliederung.

- I. Anlaß und Zweck der Aufgabe.
- II. Ausführung der Messungen.
- III. Genauigkeit der Messungen.
- IV. Bezeichnungen.
- V. Ergebnisse.
 1. Beispiele für Meßergebnisse.
 2. Längsmomenten-Beizahl und statische Stabilität.
 3. Statische Höhenruder-Wirkung und Staudruck am Leitwerk.
 4. Abhängigkeit der Luftkräfte vom Anstellwinkel.
 5. Mittlerer Abwindwinkel am Leitwerk.
- VI. Schlüsse aus den Ergebnissen.

I. Anlaß und Zweck der Aufgabe.

Im Rahmen einer Aufgabe, deren Ziel die Messung des Einflusses der Steuerungsgewichte auf die Stabilität mit freiem Höhensteuer war, konnten die vorhandenen Messungen¹⁾ der Stabilität mit festem Steuer erweitert werden. Von Wichtigkeit erschien besonders die Untersuchung des Einflusses der Luftschraube.

II. Ausführung der Messungen.

An einem Flugzeug Junkers F 13 ge (s. Abb. 1) wurden im stetigen Geradeausflug bei verschiedenen Schwerpunktlagen gemessen: Höhenruderausschlag, Staudruck, Längsneigung, Flughöhe und Drehzahl der Schraube. Die Messungen wurden bei Vollgas, Leerlauf und fünf zwischen diesen beiden Betriebszuständen liegenden Drosselstellungen ausgeführt.

Brauchbare Ergebnisse wurden im Vollgasflug bis zu $c_a \sim 1,2$ erzielt; bei größeren Auftriebsbeizahlen²⁾ konnte das Flugzeug nicht ohne Änderung der Ruderausschläge ausreichend lange im Gleichgewicht gehalten werden. Beim Flug mit Leerlauf und mit stark gedrosseltem Motor wurden auswertbare Ergebnisse nur bis zu $c_a \sim 0,6$ erhalten. Bei kleinen Staudrücken ergaben sich nämlich Schwingungen des Höhenruders³⁾ um seine Achse mit einer Weite bis zu etwa 1 Grad, sodaß eine genaue Auswertung der Meßschiebe nicht möglich war.

III. Genauigkeit der Messungen.

Die Meßfehler werden auf folgende Beträge geschätzt:

Gemessene Größe	Geschätzter Fehler	Gemessene Größe	Geschätzter Fehler
Höhenruder-Ausschlag	$\pm 0,2^\circ$	Drehzahl	± 20 U/min
Staudruck	± 3 kg/m ²	Flossenstellung	$\pm 0,1^\circ$
Längsneigung	$\pm 1^\circ$	Schwerpunkt-lage	$\pm 0,5$ vH t_m
Steiggeschwindigkeit	$\pm 0,5$ m/s	Fluggewicht	± 5 kg

Es wird betont, daß die erzielte Genauigkeit trotz der geringen Streuung der Meßpunkte klein ist. Die Genauigkeit reicht aus, um die am Flugzeug auftretenden Kräfte

¹⁾ S. DVL-Bericht 214, Hübner: Ergebnisse von Messungen der Stabilität um die Querachse. DVL-Jahrbuch 1931.
²⁾ Bei Auftriebsbeizahlen über $c_a = 1,2$ führte das Flugzeug leicht Drehungen um die Hochachse aus, bei denen sich die Querneigung zunächst nicht änderte, das Flugzeug also stark schob. Bei dieser Schiebewegung nahm der Staudruck schnell ab und es setzte eine Klippbewegung um die Längsachse ein.
³⁾ Das Ruder entsprach nur in seiner Formgebung nicht aber in seiner Massenverteilung dem Muster. Die Beobachtung von Ruder-schwingungen bezieht sich also nicht auf Flugzeuge, die dem Muster entsprechen.

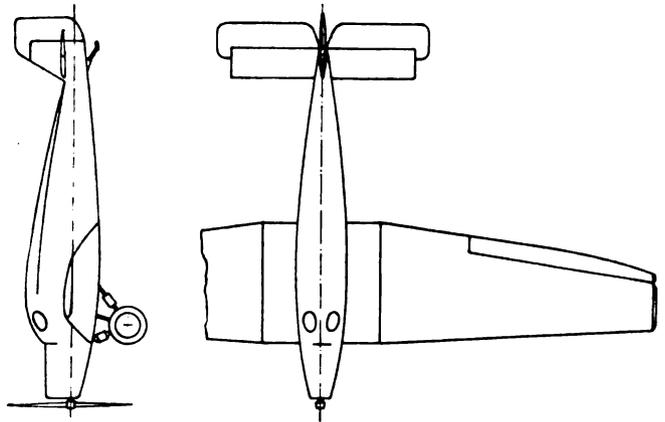


Abb. 1. Abbildungen und Abmessungen des Versuchs-Flugzeuges Junkers F 13 ge.

Flügelfläche	F	(m ²)	44,4
Spannweite	b	(m)	17,75
Mittlere Flügeltiefe			
(Tiefe in $\frac{2b}{3}$ von Flügelmitte)	l_m	(m)	2,62
Rücklage der EK der mittl. Flügeltiefe von EK Flügel-Mittelstück	a	(m)	0,158
Fläche des Höhenleitwerks	F_H	(m ²)	7,0
Spannweite des Höhenleitwerks	b_H	(m)	5,6
Rumpfbreite an EK Höhenflosse	f_H	(m)	0,4
Freie Spannweite des Höhenleitwerks	$b_H - f_H$	(m)	5,2
Streckung des Höhenleitwerks	$\lambda_H = \frac{b_H^2}{F_H}$		4,5
Streckung des Höhenleitwerks	$\lambda_H = \frac{(b_H - f_H)^2}{F_H}$		3,9
Fläche der Höhenflosse	F_F	(m ²)	3,67
Fläche des Höhenruders	F_R	(m ²)	3,33
Relative Ruderfläche	F_R/F_H		0,475
Abstand der Ruderachse vom Flugzeug-schwerpunkt	l_H	(m)	6,7
	$F l_m / l_H F_H$		2,48
Rüstgewicht	G_R	(kg)	1440
Fluggewicht	G	(kg)	2300
Motor-Muster		Junkers L 5	
Motor-Leistung	N	(PS)	300
Betriebs-Schwerpunkt-Lagen-Bereich	$vH t_m$		$\sim 27,8$ bis 39,1

der Größenordnung nach und im Verhältnis zu einander abzuschätzen, nicht aber um die erhaltenen Absolutwerte zahlenmäßig so zu verwerten, wie etwa die Ergebnisse von Windkanal-Messungen.

IV. Bezeichnungen.

- c_{mH} — Beizahl des Momentes um die Querachse (positiv entspricht kopflastigem Moment).
- α (Grad) Anstellwinkel des Flugzeuges = Winkel zwischen Luftschraubenachse und Flugbahn (positiv entspricht Aufrichten des Flugzeuges).
- α_w (Grad) Abwindwinkel = Winkel zwischen Flugbahn und mittlerer Strömungsrichtung am Leitwerk (positiv entspricht Anstellwinkel-Verkleinerung)
- β_H (Grad) Höhenruder-Ausschlag (Vorzeichen s. Abb. 2).
- δ_H (Grad) Einstellwinkel der Höhenflosse (Vorzeichen s. Abb. 2).
- λ — Fortschrittsgrad der Luftschraube = Fluggeschwindigkeit: Umfangsgeschwindigkeit.
- r vH t_m Rücklage des Schwerpunktes.
- r_0 vH t_m Indifferenz — Schwerpunktlage = Rücklage des Schwerpunktes, bei der mit festem Steuer die statische Stabilität um die Querachse Null wird.
- q kg/m² Flugstaudruck.
- q_s kg/m² mittlerer Staudruck im Schraubenstrahl am Leitwerk.
- q_l kg/m² mittlerer Staudruck am Leitwerk bei leerlaufendem Motor.
- S kg Schraubenzug.

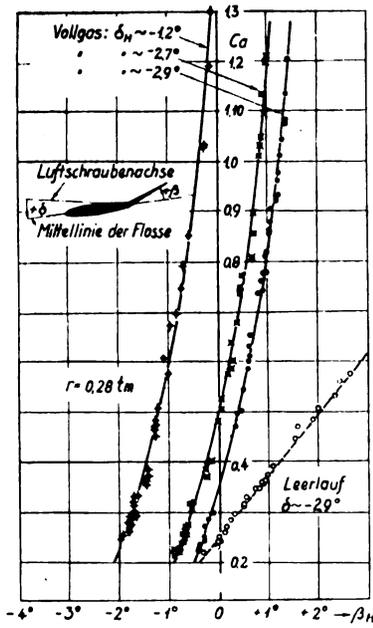


Abb. 2. Beispiel für die Abhängigkeit der Auftriebsbeizahl c_a vom Ruderausschlag β_H bei verschiedenen Flossenstellungen δ_H . Die im Vollgasflug ermittelten Kurven verlaufen gekrümmt. — Änderung der Flossenstellung ergibt Parallel-Verschiebung der Kurven.

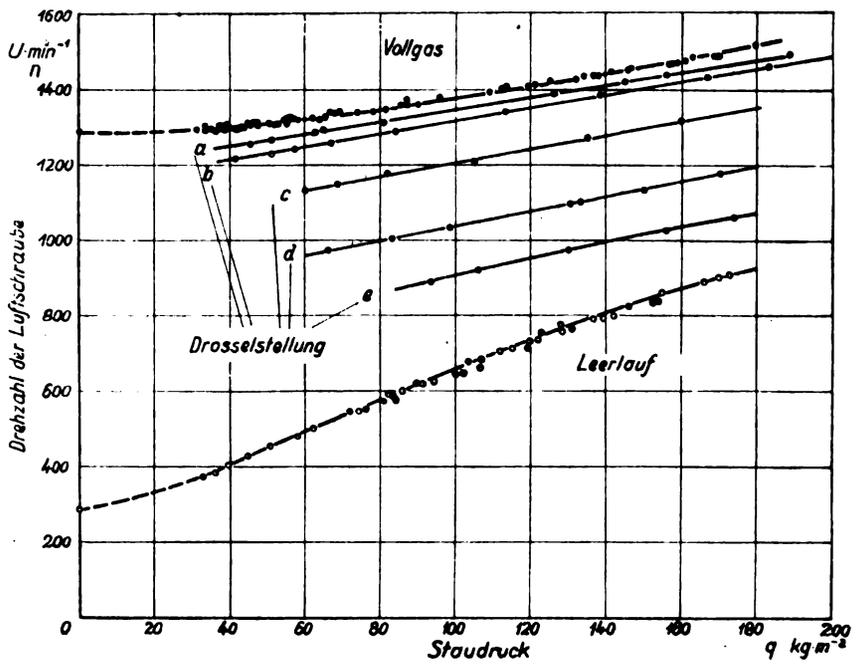


Abb. 3. Beispiel für die Abhängigkeit der Luftschrauben-Drehzahl vom Staudruck bei verschiedenen Drosselstellungen. Aus den Ergebnissen dieser und ähnlicher Messungen wurde der Fortschrittsgrad der Luftschraube λ bestimmt.

Die unmittelbar durch Messung erhaltenen Werte wurden in den Abbildungen wie folgt bezeichnet: Vollgas: ●, Leerlauf: ○, zwischen Vollgas und Leerlauf liegende Drosselstellungen: ⊙. Als Kennzeichnung der mittelbar aus Messungen, also der aus dem Kurvenverlauf oder durch Zwischenrechnung erhaltenen Werte wurde gewählt: × +.

V. Ergebnisse:

1. Beispiele für Meßergebnisse.

Abb. 2 zeigt als Beispiel für ein unmittelbares Meßergebnis: Auftriebsbeizahl und Ruderausschlag bei verschiedenen Flossenstellungen. Entsprechende Ergebnisse wurden bei verschiedenen Schwerpunktlagen und Drosselstellungen erhalten. Wie die Abbildung zeigt, sind die bei Vollgas erhaltenen Kurven gekrümmt. Dieser Verlauf wurde bei früheren Messungen nicht erkannt. Diese waren nämlich bei verhältnismäßig kleiner statischer Stabilität ausgeführt worden, wobei die Änderung des Ruderausschlages und die Krümmung geringer waren. Außerdem war die Meßgenauigkeit bei den früheren Messungen kleiner.

Als weiteres Beispiel zeigt Abb. 3 die bei verschiedenen Drosselstellungen erhaltenen Drehzahlen in Abhängigkeit vom Staudruck. Aus den Ergebnissen der dargestellten und entsprechender Messungen wurde der Fortschrittsgrad λ der Luftschraube ermittelt.

2. Längsmomenten-Beizahl und statische Stabilität.

Die Längsmomenten-Beizahl c_{mH} und die statische Stabilität $\frac{\delta c_{mH}}{\delta c_a}$ kann sowohl für die einzelnen Betriebszustände, für die der Fortschrittsgrad λ veränderlich ist, als auch für verschiedene jeweils gleichgehaltene Fortschrittsgrade bestimmt werden. Abb. 4 zeigt die Längsmomenten-Beizahl c_{mH} in Abhängigkeit von der Auftriebsbeizahl c_a für verschiedene gleichgehaltene Fortschrittsgrade λ und für Vollgas. Die Abbildung läßt auch die Änderung des Fortschrittsgrades bei Vollgas erkennen, die sich bei Änderung des Auftriebs ergibt. Zwischen $c_a = 0,2$ und $c_a = 1,3$ beträgt der Fortschrittsgrad: $\lambda = 0,24$ bis $0,11$. Bei Leerlauf ergeben sich Fortschrittsgrade zwischen $\lambda = 0,38$ und $0,40$, also nur geringe Änderungen.

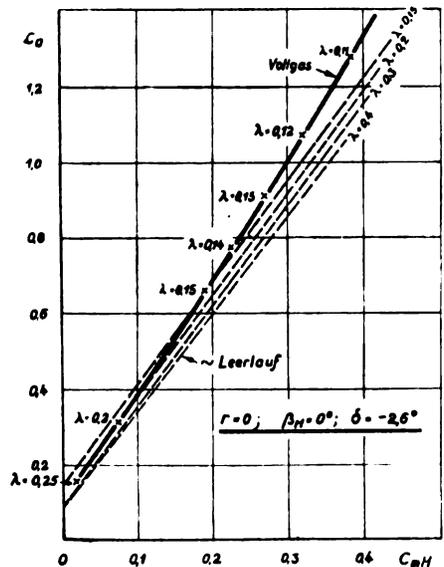


Abb. 4. Abhängigkeit der Momentenbeizahl c_{mH} von der Auftriebsbeizahl c_a bei verschiedenem Fortschrittsgrad λ (bezogen auf die Eintrittskante der mittleren Flügeltiefe).

Für gleichbleibenden Fortschrittsgrad ergaben sich annähernd geradlinige Kurven. Im Vollgasflug ändert sich der Fortschrittsgrad erheblich. Diese Änderung bedingt einen gekrümmten Verlauf von c_{mH} im Sinne einer Verringerung der statischen Stabilität.

Die Abhängigkeit von c_{mH} und c_a ist bei gleichgehaltenem Fortschrittsgrad etwa geradlinig, beim Vollgasflug ergibt sich durch die Änderung des Fortschrittsgrades ein gekrümmter Verlauf c_{mH} -Kurve im Sinne einer Verkleinerung der Stabilität $\frac{\delta c_{mH}}{\delta c_a}$. Die in Abb. 4 gewählte Darstellungsart entspricht der bei der »Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen« gebräuchlichen und scheint für Vergleiche von Windkanal- und Flugmessungen geeignet¹⁾.

¹⁾ S. Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen, 3. Lieferung: »Untersuchungen einiger Flugzeugmodelle: e) Flugzeug und Propeller«, S. 125.

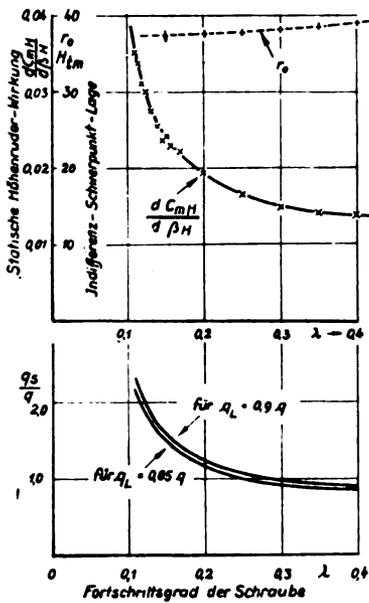


Abb. 5. Abhängigkeit der Indifferenz-Schwerpunktlage r_0 und der statischen Höhenruder-Wirkung $\frac{d c_{mH}}{d \beta_H}$ vom Fortschrittsgrad. — Abhängigkeit des mittleren Staudrucks am Leitwerk vom Fortschrittsgrad.

Mit zunehmendem Fortschrittsgrad λ rückt die Indifferenz-Schwerpunktlage nach hinten, die statische Höhenruderwirkung $\frac{d c_{mH}}{d \beta_H}$ nimmt stark ab. — Das Verhältnis der statischen Höhenruderwirkung im Schraubenstrahl zu der in ungestörter Strömung ist annähernd gleich dem Verhältnis der entsprechenden Staudrücke: $\frac{q_s}{q}$. Dieses Verhältnis wurde ermittelt für die Annahme, daß die Höhenruder-Wirkung bzw. der Staudruck bei Leerlauf 85 bzw. 90 vH des Wertes bei ungestörter Strömung beträgt.

Zahlentafel 1.

$\lambda =$ Fortschritts- grad der Luftschraube	$c_a =$ Auftriebs- beizahl	$\frac{d c_{mH}}{d \beta_H}$	$r_0 =$ Schwerpunktlage für $\frac{d c_{mH}}{d c_a} = 0$
0,109	1,3	0,035	
0,114	1,2	0,0337	
0,118	1,1	0,031	
0,124	1,0	0,030	
0,130	0,9	0,0275	
0,138	0,8	0,0255	
0,146	0,7	0,0236	
0,156	0,6	0,0228	
0,168	0,5	0,022	
0,15	0,66	0,0242	0,374
0,20	0,32	0,0194 (0,02*)	0,376 (0,365*)
0,25	—	0,0165	0,376
0,30	—	0,0148	0,38
0,35	—	0,0142	0,387
0,40	—	0,0138 (0,014*)	0,3915 (0,39*)

*) Ergebnisse von älteren Messungen. S. DVL-Bericht 214.

Von einer Darstellung der statischen Stabilität $\frac{\delta c_{mH}}{\delta c_a}$ wurde abgesehen, der Verlauf ergibt sich aus den in Abb. 5 und Zahlentafel 1 mitgeteilten Indifferenz-Schwerpunktlagen r_0 .

3. Statische Höhenruder-Wirkung $\frac{d c_{mH}}{d \beta_H}$ und Staudruck am Leitwerk.

Der Wert der »Statischen Höhenruder-Wirkung« $\frac{d c_{mH}}{d \beta_H}$, der für Vollgas und Leerlauf bereits in den früheren Veröffentlichungen angegeben wurde, wurde für verschiedene Fortschrittsgrade (s. Abb. 5) und im Vollgasflug bei verschiedenen Auftriebsbeizahlen c_a ermittelt (s. Abb. 6).

Wie die beiden Abbildungen zeigen, wächst die Ruderwirkung mit abnehmendem Fortschrittsgrad bzw. mit zunehmendem Auftrieb. Diese Änderungen sind im wesent-

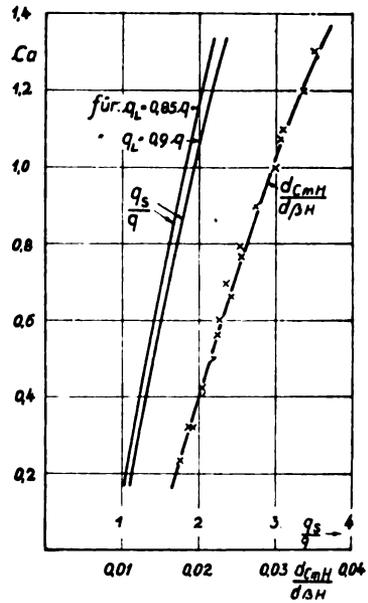


Abb. 6. Abhängigkeit der statischen Höhenruderwirkung $\frac{d c_{mH}}{d \beta_H}$ und des Staudrucks am Leitwerk im Vollgasflug von der Auftriebsbeizahl c_a .

Die statische Höhenruder-Wirkung bzw. der Staudruck am Leitwerk nimmt, entsprechend der Abnahme des Fortschrittsgrades λ , mit wachsendem Auftrieb zu.

lichen bedingt durch die Änderung des Staudrucks im Schraubenstrahl. Unter der Annahme, daß der mittlere Staudruck am Leitwerk im Fluge mit Leerlauf 85 bzw. 90 vH des Flugstaudrucks beträgt^{*)}, wurde das Verhältnis des mittleren Strahl-Staudrucks am Leitwerk zum Flugstaudruck: $\frac{q_s}{q_L}$ errechnet (s. Abb. 5 und 6).

Aus dem mittleren Strahl-Staudruck wurde der Luftschraubenschub errechnet, der sich nach der Strahltheorie ergibt, wenn angenommen wird, daß der Strahl-Querschnitt am Leitwerk gleich der Schraubenkreis-Fläche ist. Ein Vergleich mit aus Meßnaben-Flügen erhaltenen Schubwerten zeigt, daß der wirkliche Schub um rund 60 vH größer ist als der so ermittelte (s. Abb. 7). Dieser Unterschied kann z. T. daher rühren, daß der Strahlquerschnitt am Leitwerk (etwa 60 vH) größer ist als die Schraubenkreisfläche.

4. Abhängigkeit der Luftkräfte vom Anstellwinkel.

Der Anstellwinkel ergibt sich aus der Differenz zwischen Steigwinkel und Längsneigungs-Winkel, also als Differenz zweier Werte, die nur wenig genau gemessen werden konnten. Besonders ungenau ist die Bestimmung des Steigwinkels wegen der großen Fehler bei der Messung der Steiggeschwindigkeit. Die erhaltenen Ergebnisse der Anstellwinkel-Messung (Beispiel s. Abb. 8) können also nur als ungefähre Anhalt dienen. Erwähnt sei jedoch, daß die Ergebnisse mit denen der früheren Messungen gut übereinstimmen.

Wie Abb. 8 zeigt, ist der Anstieg von c_a über dem Anstellwinkel im Vollgasflug, infolge der Änderungen des Fortschrittsgrades $\frac{\delta \alpha}{\delta c_a} \sim 9^\circ$, also größer als für gleichgehaltenen Fortschrittsgrad der Streckung des Flügels entspricht.

Die Abhängigkeit der Luftkräfte am Leitwerk kann nach Abb. 9, die durch Messungen bei verschiedenen Flossenstellungen erhalten wurde, abgeschätzt werden:

$$\frac{d c_{mH}}{d \alpha} = \frac{d c_{mH}}{d \delta_H} \sim 1,48 \cdot \frac{d c_{mH}}{d \beta_H}$$

^{*)} S. Werke des Zentralen Aero-hydrodynamischen Instituts, UdSSR. Lieferung 131; V. P. Gorskij: »Untersuchung über den Einfluß des Rumpfes und der Tragfläche auf horizontale Schwanzflächen des Flugzeuges.« In diesem Bericht wird auf Grund von Windkanalmessungen angegeben, daß der mittlere Staudruck am Leitwerk im Gleitflug ~ 90 vH des Flugstaudrucks beträgt.

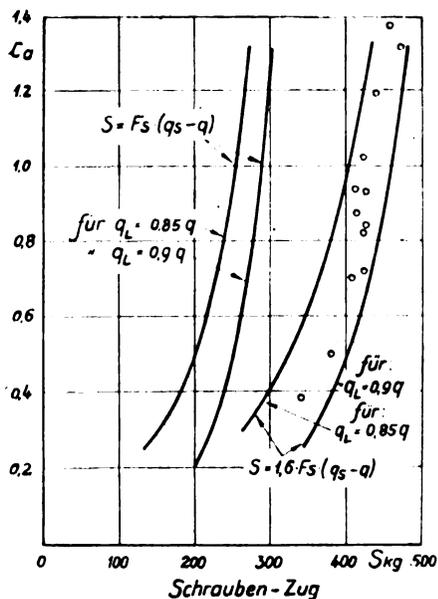


Abb. 7. Vergleich des aus dem Staudruck am Leitwerk errechneten Luftschrauben-Schubes mit Ergebnissen von Schubmessungen.

Wird als Strahlquerschnitt die Schraubenkreis-Fläche eingesetzt, so ergeben sich Schubwerte, die fast 40 vH kleiner sind als die gemessenen. Der Unterschied ist z. T. dadurch zu erklären, daß der Strahlquerschnitt am Leitwerk größer ist als die Schraubenkreisfläche.

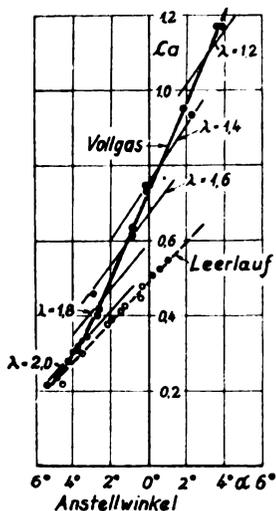


Abb. 8. Abhängigkeit der Auftriebsbeizahl c_a vom Anstellwinkel.

Der Anstieg von c_a über α ist bei Vollgas größer als bei Leerlauf und größer als bei gleichgehaltenem Fortschrittsgrad.

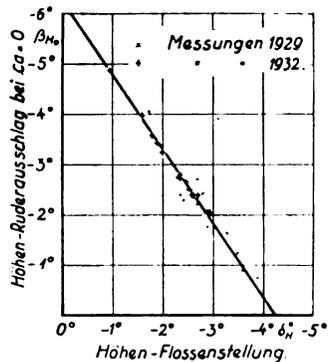


Abb. 9. Abhängigkeit des Höhenruder-Ausschlages bei Nullauftrieb von der Stellung der Höhenflosse. Die Ergebnisse früherer Messungen sind unter Berücksichtigung der Krümmung der Ruderausschlagkurven umgerechnet und eingetragen.

5. Mittlerer Abwindwinkel am Leitwerk.

Auf Grund der erhaltenen Meßergebnisse kann der mittlere Abwindwinkel bei Leerlauf und Vollgas und seine Abhängigkeit vom Auftrieb abgeschätzt werden.

Das Moment durch den Schub der Schraube kann vernachlässigt werden, da beim vorliegenden Flugzeug die Richtung des Luftschraubenschubes etwa durch den Flugzeug-Schwerpunkt geht. Da Anstellwinkel und Flossenstellung bekannt sind, kann das Leitwerkmoment ohne Abwindeinfluß ermittelt werden. Für $c_a = 0$ ergibt die Differenz von Gesamtmoment und Leitwerkmoment das Flügelmoment $c_{m0} \sim 0,10$. Es wurde angenommen, daß für $r = 0$, also bei Lage des Schwerpunktes in der Eintrittskante des Flügelmittelsstücks, die Stabilität des Flügels $\frac{\delta c_{mH}}{\delta c_a} = 0,25$ ist. Die Differenz von Gesamtmoment und Flügelmoment

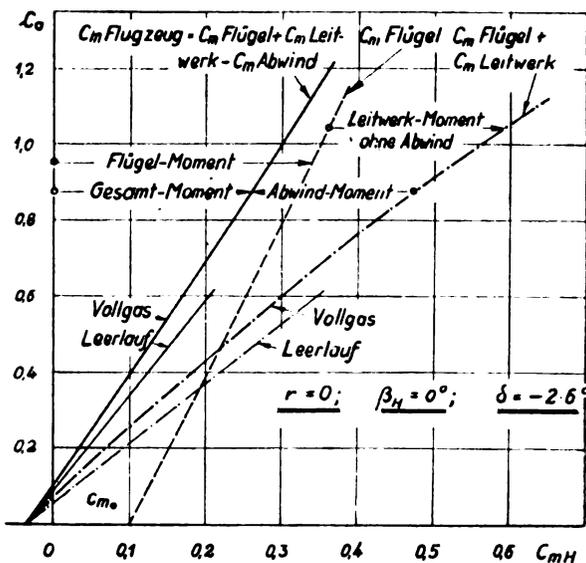


Abb. 10. Darstellung der Einzeleinflüsse auf den Momentenverlauf bei Vollgas (bezogen auf die Eintrittskante der mittleren Flügeltiefe). Es wurde angenommen, daß für das Flügelmoment gilt: $c_{m0} = \text{const.}$ und $\frac{dc_{mH}}{dc_a} = 0,25$ und daß bei $c_a = 0$ der Abwindwinkel $\alpha_w = 0$ ist.

Aus den Ergebnissen von Abb. 6 und 9 wurde $\frac{dc_{mH}}{d\alpha}$ und hieraus mit Hilfe der Anstellwinkel-Messungen das Leitwerkmoment ohne Abwind ermittelt. Die Summe aus diesem Moment und dem Flügelmoment ergibt das Gesamtmoment ohne Abwind-Einfluß. Die Differenz des Gesamtmomentes ohne und mit Abwind-Einfluß (letzteres s. Abb. 4) ergibt das durch den Abwind hervorgerufene Moment. Aus diesem »Abwindmoment« ergibt sich nach Division durch $\frac{dc_{mH}}{d\alpha}$ der Abwindwinkel α_w . — Aus der Annahme, daß bei $c_a = 0$ kein Abwind vorhanden ist, ergibt sich $c_{m0} \sim 0,10$.

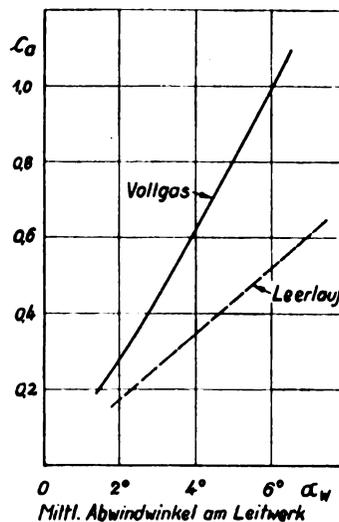


Abb. 11. Abhängigkeit des Abwindwinkels α_w von der Auftriebsbeizahl c_a .

Der Abwindwinkel wurde für Vollgas und Leerlauf unter den bei Abb. 10 genannten Annahmen ermittelt. Für Leerlauf ergaben sich größere Abwindwinkel als für Vollgas.

ergibt das Leitwerkmoment mit Abwindeinfluß. Der Unterschied der Leitwerkmomente ohne und mit Abwind ergibt die vom Abwind herrührenden Momente c_{mH} . Der Abwindwinkel α_w ergibt sich aus diesem Moment:

$$\alpha_w = \frac{c_{mH} \cdot d\alpha_H}{dc_{mH}}$$

Die Einzeleinflüsse auf die Stabilität sind in Abb. 10 dargestellt. Abb. 11 zeigt die unter den erwähnten Annahmen ermittelten Abwindwinkel für Vollgas und Leerlauf.

Die unter dieser Annahme gefundenen Abwindwinkel sind für Vollgas kleiner als für Leerlauf. Dieses Ergebnis kann dadurch erklärt werden, daß der Schraubenstrahl

die Strömung am Leitwerk mehr in Richtung der Luftschraubenachse drängt. Wenn diese Erklärung zutrifft, müßte es möglich sein durch Schränkung der Luftschraubenachse die Stabilität zu beeinflussen.

Andererseits ist es fraglich, ob die Annahme: $c_{m0} = \text{const.}$ für den Vollgasflug berechtigt ist. Nicht unwahrscheinlich ist, daß sich c_{m0} mit dem Fortschrittsgrad der Schraube ändert. Beim vorliegenden Flugzeug liegt der Schraubenstrahl im wesentlichen auf der Oberseite des Flügelmittelstücks. Auf der Oberseite ist im Vollgasflug infolgedessen erhöhter Staudruck vorhanden; diese Erhöhung ist um so größer, je größer die Auftriebsbeizahl bzw. je kleiner der Fortschrittsgrad ist. Als Folge ist eine Zirkulations- d. h. Auftriebserhöhung zu erwarten. Diese Auftriebsvergrößerung könnte wohl mit einer Vergrößerung des Wertes c_{m0} verbunden sein (Analogie mit Wölbungsänderung). Nimmt aber c_{m0} mit abnehmendem Fortschrittsgrad zu, dann müssen die Abwindwinkel mit Vollgas größer sein als die unter der Annahme $c_{m0} = \text{const.}$ ermittelten.

VI. Schlüsse aus den Ergebnissen.

1. Im Vollgasflug entsprechen beim Versuchsflugzeug sehr kleinen Änderungen des Höhenruderausschlages sehr starke Änderungen des Auftriebs. Diese »Ruder-Empfindlichkeit« nimmt mit wachsendem Auftrieb zu (s. Abb. 2). Die Ruderempfindlichkeit bei Leerlauf ist viel geringer als bei Vollgas. Bei gleich schnellem Anziehen des Höhensteuers müssen die A-Fall-Beschleunigungen bei Vollgas größer sein als bei Leerlauf.

2. Wird bei gleichgehaltenem Ruderausschlag der Motor von Leerlauf auf Vollgas gebracht, so ergibt sich eine sehr große Zunahme des Auftriebs (s. Abb. 2). Diese Feststellung ist zur Erklärung verschiedener Unfälle von Bedeutung. Z. B. tritt häufig der Fall ein, daß nach Aussetzen des Motors versucht wird, im flachen Gleitflug, d. h. bei großen c_z -Werten, einen Landeplatz anzuschweben, ohne daß zuvor die Gasdrossel in die Leerlaufstellung gebracht wurde. Mitunter kommt es nun vor, daß der Motor plötzlich wieder anspringt und zwar mit der Leistung, die der Drosselstellung entspricht. Wenn dann der Führer nicht sofort den Ruderausschlag in Richtung »Drücken« ändert, so kann der Höchstauftrieb des Flugzeuges leicht überschritten werden und eine Trudelmovement die Folge sein.

3. Die Zunahme des Auftriebs mit dem Anstellwinkel ist beim Versuchsflugzeug bei Vollgas erheblich größer als bei Leerlauf. Die durch Böen hervorgerufenen Beschleunigungen werden wahrscheinlich bei Vollgas größer sein als bei Leerlauf.

4. Die statische Stabilität $\frac{\delta c_{mH}}{\delta c_a}$ ist bei Vollgas kleiner als bei Leerlauf, obgleich der Staudruck am Leitwerk größer ist und der Abwindwinkel kleiner zu sein scheint. Die Kleinheit der Stabilität im Vollgasflug ist zum großen Teil eine Folge davon, daß bei Vollgas die Änderung des Auftriebs mit dem Anstellwinkel $\frac{\delta c_a}{\delta \alpha}$ größer ist als bei Leerlauf⁶⁾.

⁶⁾ Der gleiche Schluß muß aus den Ergebnissen früherer Messungen gezogen werden. S. DVL-Bericht 214, Hübner; »Ergebnisse von Messungen der Stabilität um die Querachse.« Abb. 10 u. 11.

Abgeschlossen am 1. 4. 1933.

B. Einfluß der Momente der Steuerungsgewichte auf die Längsmomente mit freiem Höhensteuer.

Der Einfluß der Momente der Steuerungsgewichte auf die Längsmomente und die Stabilität mit freiem Steuer wurde durch Flugmessungen für ein Flugzeug Junkers F 13 ge ermittelt.

Gliederung.

- I. Anlaß der Untersuchung.
- II. Aufgabenstellung.
- III. Gang der Untersuchung.
- IV. Bezeichnungen.
- V. Ergebnisse der Untersuchung.
 1. Untersuchte Anordnungen.
 2. Längsmomente mit freiem und festem Steuer.
- VI. Schlüsse aus den Ergebnissen.

I. Anlaß der Untersuchung.

Frühere Flugmessungen¹⁾ hatten ergeben, daß bei einem Flugzeug die Längsstabilität mit freiem Höhensteuer bei allen Schwerpunktlagen größer war als mit festem; dieses Ergebnis wurde auf den Einfluß der unausgeglichenen Gewichte der Steuerung und des Ruders zurückgeführt. Durch eine theoretische Arbeit von Blenk über die Längsstabilität mit losgelassenem Höhensteuer²⁾ wurde diese Annahme bestätigt. Blenk fand, daß je nach der Größe des Gewichtsausgleichs des Höhenruders die Stabilität mit freiem Steuer kleiner oder größer wird als die mit festem.

Eine Ergänzung dieser theoretischen Arbeit durch Flugmessungen erschien zweckmäßig, zum mindesten um die Ergebnisse der Rechnung zu verdeutlichen und zu unterstreichen.

II. Aufgabenstellung.

Der Einfluß der Momente der Steuerungsgewichte, insbesondere der der Ausgleichsgewichte im Höhenruder, auf die Längsstabilität mit freiem Steuer sollte mit voll- und leerlaufendem Motor untersucht werden.

¹⁾ DVL-Bericht 166, DVL-Jahrbuch 1930, W. Hübner; »Messung der Höhensteuerkräfte und der Längsstabilität eines Flugzeuges vom Muster Junkers F 13 ge.«

²⁾ DVL-Bericht 180, DVL-Jahrbuch 1930, Blenk; »Über die Längsstabilität eines Flugzeuges mit freiem Höhensteuer.«

III. Gang der Untersuchung.

Mit einem Flugzeug Junkers F 13 ge¹⁾ wurde mit drei verschiedenen Anordnungen der Steuerungsgewichte der Gleichgewichtsstaudruck mit freiem Höhensteuer in Abhängigkeit von der Einstellung der Höhenflosse und von der Schwerpunktlage bei Vollgas und Leerlauf gemessen. Die Flächenbelastung betrug rund 40 kg/m².

IV. Bezeichnungen.

c_{mH}	—	Beizahl des Momentes um die Querachse bezogen auf die Eintrittskante der mittleren Flügeltiefe (positiv entspricht kopflastigem Moment).
β_H	(Grad)	Höhenruder-Ausschlag (positiv entspricht »Ziehen«).
μ_H	(Grad)	Steuerhebel-Ausschlag (positiv entspricht »Ziehen«).
δ_H	(Grad)	Einstellwinkel der Höhenflosse zur Luftschraubenachse (positiv, wenn Eintrittskante der Flosse unterhalb der Luftschraubenachse).
ϑ_H	(Grad)	Längsneigung des Flugzeuges = Winkel zwischen Luftschraubenachse und Horizont (positiv bei steigendem Flugzeug).
P_a	(kg)	Kraft am Steuerhebelgriff hervorgerufen durch die Momente der Steuerungsgewichte (positiv, wenn Krafttrichtung wie beim kopflastigen Flugzeug).
t_m	(m)	Mittlere Flügeltiefe = Tiefe in $\frac{2b}{3.7}$ von Flügelmitte = 2,62 m.
t_{rH}	(m)	Mittlere Rudertiefe = 0,57 m.

(Mit Rücksicht auf die Übereinstimmung mit den früheren Berichten mußte auf die Anwendung der Formelzeichen des Fachnormenausschusses für Luftfahrt (Falu) verzichtet werden.)

V. Ergebnisse der Untersuchung.

1. Untersuchte Anordnungen.

Abb. 1 zeigt den Plan der Steuerung des Flugzeuges und Abb. 2 den Aufbau des Höhenleitwerkes.

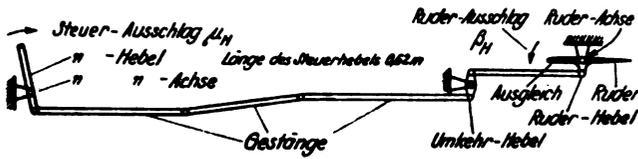


Abb. 1. Plan der Steuerung des Flugzeuges Junkers F 13 ge.

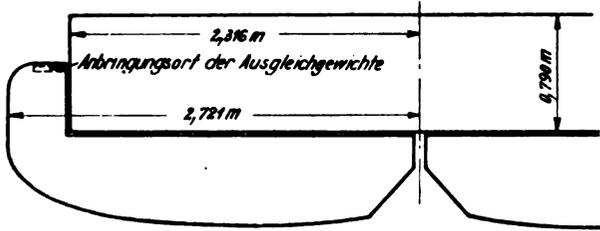


Abb. 2. Höhenleitwerk des Flugzeuges Junkers F 13 ge.
Flossen-Fläche = 3,67 m² mittl. Rudertiefe = 0,57 m
Ruder-Fläche = 3,33 m²

Mit folgenden 3 Anordnungen der Steuerungsgewichte wurden die Flugmessungen ausgeführt (s. Zahlentafel 2):

Anordnung A: Gewicht von 6 kg 0,41 m vor der Ruderachse im Seitenausgleich des Ruders. Ruderschwerpunkt in - 6,35 vH der mittleren Rudertiefe.

Anordnung B: Gewicht von 3 kg 0,42 m vor der Ruderachse im Seitenausgleich des Ruders. Ruderschwerpunkt in + 3,4 vH der mittleren Rudertiefe.

Anordnung C: Keine Gewichte im Ruderausgleich, Gewicht von 3,7 kg am Steuerhebelgriff. Ruderschwerpunkt in 17,2 vH der mittleren Rudertiefe. — Mit dieser Anordnung waren die früheren Messungen¹⁾ ausgeführt worden.

Abb. 3 gibt nach Rechnung und Messung an, wie Steuerhebel- und Ruderausschläge einander zugeordnet sind und wie sich das Übersetzungsverhältnis der Steuerung mit dem Ruderausschlag ändert.

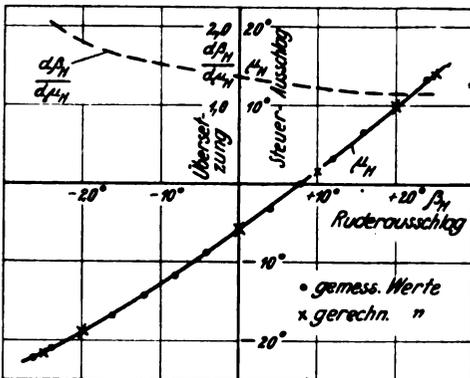


Abb. 3. Zuordnung von Ruder- und Steuerhebel-Ausschlag sowie Übersetzungsverhältnis der Steuerung ($\delta = 0^\circ$).

Die Momente der Steuerungsgewichte um die Achse des Steuerhebels wurden sowohl nach Einzel-Wägungen analytisch bestimmt als auch mit einem Steuerkraftschreiber unmittelbar gemessen. Die Ergebnisse — als Kraft am Steuerhebelgriff — zeigt Abb. 4 für verschiedene Ruderausschläge über der Längsneigung des Flugzeuges. Die Abhängigkeit von Flugzeug-Längsneigung und Auftriebszahl geht aus Abb. 5 hervor, die Zusammenhänge zwischen Ruderausschlag, Flossenstellung und Schwerpunktlage sind im ersten Teil dieses Berichtes mitgeteilt²⁾.

2. Längsmomente mit festem und freiem Steuer.

Die in Abb. 6, 7 und 9, 10 dargestellten Längsmomentenbeizahlen sind auf die Eintrittskante der mittleren Flügeliefe bezogen und für eine Flossenstellung von $\delta_H = - 2,5^\circ$, bei festem Steuer für einen Ruderschlag $\beta_H = 0^\circ$ ermittelt bzw. umgerechnet. Mit Rücksicht auf die Zahl und die

²⁾ A. Stabilität mit festem Steuer.

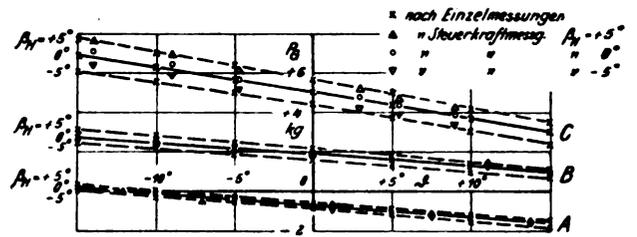


Abb. 4. Kräfte am Steuerhebelgriff P_H , hervorgerufen durch die Momente der Steuerungsgewichte der drei Anordnungen A bis C. Kopflastige Kräfte sind positiv. ($\delta = 0^\circ$.)

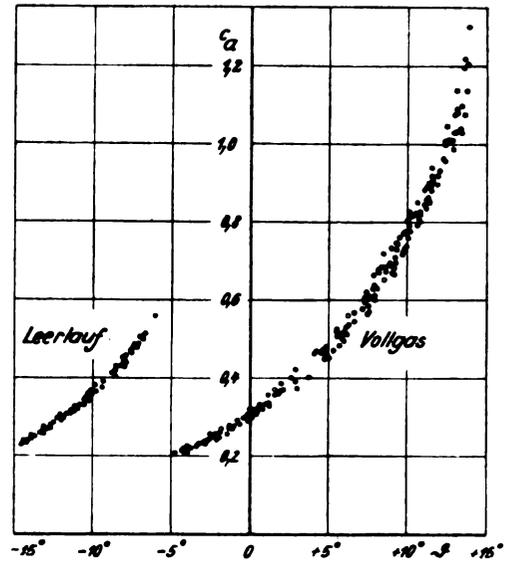


Abb. 5. Abhängigkeit von Auftriebszahl c_α und Längsneigung γ .

Zahlentafel 1. Mittelwerte der gemessenen Längsmomenten-Beizahlen bezogen auf die Eintrittskante der mittleren Flügeliefe, $\delta_H = - 2,5^\circ$.

c_n	c_m freies Steuer $\beta_H = 0^\circ$	c_m freies Steuer Anordnung A	c_m freies Steuer Anordnung B	c_m freies Steuer Anordnung C
Vollgas				
0,2	(0,035)	0,03	0,045	0,055
0,3	0,07	0,065	0,085	0,095
0,4	0,105	0,10	0,12	0,135
0,5	0,135	0,13	0,16	0,175
0,6	0,17	0,16	0,195	0,215
0,7	0,20	0,19	0,23	0,255
0,8	0,235	0,225	0,27	
0,9	0,265	0,26		
1,0	0,30	0,29		
1,1	0,33	0,32		
1,2	0,36	0,355		
Leerlauf				
0,2	(0,045)	0,04	0,05	0,06
0,3	0,08	0,08	0,09	0,105
0,4	0,12	0,115	0,135	(0,15)
0,5	0,16	0,15	0,175	
0,6	0,20	0,185	0,215	

Streuung der Meßpunkte sind in Zahlentafel 1 nur einige Mittelwerte angegeben.

Das Ruder stellt sich, wenn das Steuer losgelassen ist, bei jeder der untersuchten Anordnungen verschieden ein (s. Abb. 8 und 11⁴⁾).

Bei Anordnung A, die in erster Linie durch Lage des Ruder-Schwerpunktes vor der Achse gekennzeichnet ist, hat dieser Ruderausschlag die Richtung »Ziehen«; die

⁴⁾ Ein meßbarer Einfluß der Schwerpunktlage auf diese Ruderausschläge konnte innerhalb des untersuchten Bereiches ($\gamma \approx 27,8$ bis 37 vH c_α) nicht festgestellt werden. Infolgedessen erscheint auch die Umrechnung der Momentenbeizahlen auf andere Schwerpunktlagen mindestens innerhalb dieses Bereiches berechtigt.

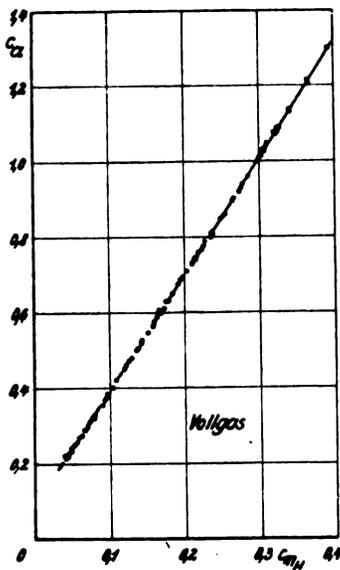


Abb. 6. Längsmomenten-Beizahl c_m für festes Steuer bei Vollgas ($\delta = -2,5^\circ$; $\beta_H = 0^\circ$) bezogen auf die Eintrittskante der mittleren Flügeltiefe.

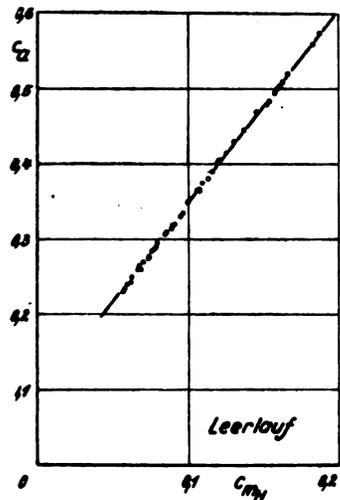


Abb. 9. Längsmomenten-Beizahl c_m für festes Steuer bei Leerlauf ($\delta = -2,5^\circ$; $\beta_H = 0^\circ$) bezogen auf die Eintrittskante der mittleren Flügeltiefe.

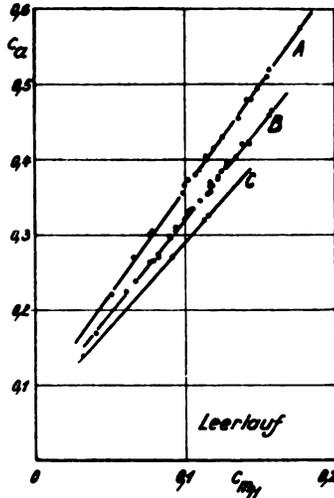


Abb. 7. Längsmomenten-Beizahl c_m für freies Steuer bei Vollgas für die drei untersuchten Anordnungen A bis C ($\delta = -2,5^\circ$) bezogen auf die Eintrittskante der mittleren Flügeltiefe.

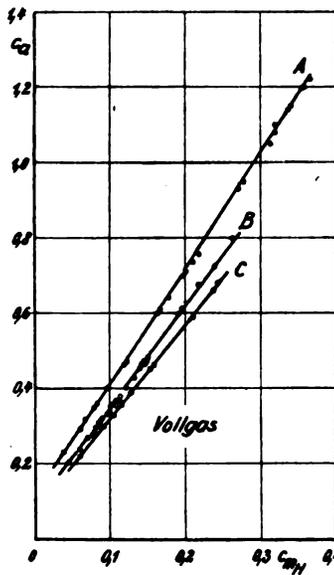


Abb. 10. Längsmomenten-Beizahl c_m für freies Steuer bei Leerlauf für die drei untersuchten Anordnungen A bis C ($\delta = -2,5^\circ$) bezogen auf die Eintrittskante der mittleren Flügeltiefe.

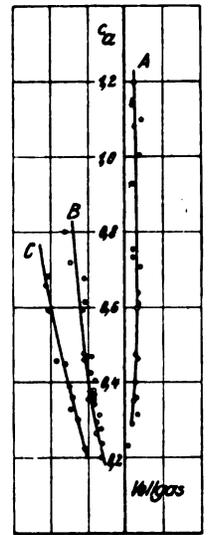


Abb. 8. Ausschlag des Ruders β_H bei freiem Steuer im Vollgasflug für Anordnung A bis C.

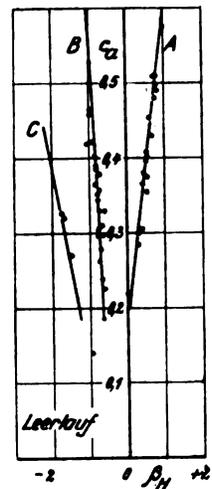


Abb. 11. Ausschlag des Ruders β_H bei freiem Steuer im Leerlauf für Anordnung A bis C.

Momente um die Querachse werden hierdurch verkleinert. Bei Leerlauf nimmt der Ruderausschlag in Richtung »Ziehen« mit wachsendem Auftrieb zu (s. Abb. 11), so daß sich im ganzen untersuchten Auftriebsbereich eine deutliche Verringerung der Stabilität (s. Abb. 10) ergibt. Bei Vollgas ändert sich der Ruderausschlag bei größeren Auftriebsbeizahlen wenig (s. Abb. 8), nur bis zu $c_a \sim 0,4$ ist die Änderung und damit die Verkleinerung der Stabilität erkennbar (s. Abb. 7).

Bei Anordnung B und C liegt der Ruderschwerpunkt hinter der Achse, das Ruder stellt sich infolgedessen bei freiem Steuer in Richtung »Drücken« ein und zwar um so stärker, je größer die Auftriebsbeizahl wird. Die Folge ist eine Vergrößerung der kopflastigen Momente mit dem Auftrieb im Sinne einer Vergrößerung der Stabilität. Die Zunahme des Ruderausschlages in Richtung »Drücken« und damit die Zunahme der Stabilität ist bei Anordnung C größer als bei B.

In Abb. 12 ist die Größe der Stabilität $\frac{dc_m}{dc_a}$ in Abhängigkeit von der Lage des Ruderschwerpunktes zur Achse auf-

getragen. Diese Darstellung wurde zur Veranschaulichung gewählt, obgleich für die Einstellung des Ruders und damit für die Größe der Stabilität das unausgeglichene Moment der gesamten Steuerung maßgebend ist. Da $\frac{dc_m}{dc_a}$ auf die Eintrittskante der mittleren Flügeltiefe bezogen wurde, geben Abb. 12 und Zahlentafel 2 näherungsweise an, bei welcher Lage des Schwerpunktes zur mittleren Flügeltiefe die Stabilität Null, das Flugzeug also indifferent wird⁵⁾.

VI. Schlüsse aus den Ergebnissen.

1. Beim Versuchsflugzeug wird die Stabilität mit freiem Steuer ungefähr gleich der mit festem, wenn der Ruderschwerpunkt in der Ruderachse liegt. Bei Verschiebung des Ruderschwerpunktes vor die Achse wird die Stabilität mit freiem Steuer kleiner, bei Verschiebung hinter die Achse größer als die mit festem Steuer.

⁵⁾ Beispiel: $\frac{dc_m}{dc_a} = 0,34$ (bezogen auf die E. K. t_m) bedeutet, daß das Flugzeug bei einer Lage des Schwerpunktes in 0,34 der mittleren Flügeltiefe indifferent wird.

2. Die Anbringung eines Gewichtes von 6 kg im Ruder- ausgleich hatte zur Folge, daß die Indifferenz-Schwerpunktlage für $c_a \sim 0,3$ bei Vollgas von $r \sim 40$ vH l_m auf $r \sim 34$ vH l_m , bei Leerlauf von $r \sim 44$ vH auf $r \sim 36$ vH l_m verschoben wurde.

Hieraus muß gefolgert werden, daß zwei Stücke eines Flugzeugmusters nur dann hinsichtlich ihrer Längsstabilität mit freiem Steuer übereinstimmen, wenn nicht nur die Flugzeug-Schwerpunktlagen sondern auch die unausgeglichene Momente der Steuerungs- und Rudergewichte gleich sind. Diesem Umstand sollte bei Festlegung der Grenzen des

Zahlentafel 2. Größe der Stabilität $\frac{dc_m}{dc_a}$ bei den untersuchten Anordnungen^{a)}.

Anordnung der Steuerungs- momente	Gewicht im Ruder- ausgleich kg	Moment um Ruder- achse m · kg	Gewicht des Ru- ders kg	Abstand des Ruder- schwerpunktes von der Ruderachse		$\frac{dc_m}{dc_a}$ bei $c_a \sim 0,3$	
				m	in vH der mittl. Ru- dertiefe	Voll- gas	Leer- lauf
A	6	-0,82	22,7	-0,036	- 6,35	0,34	0,36
B	3	+0,38	19,7	+0,019	+ 3,4	0,375	0,405
C	0	+1,64	16,7	+0,098	+17,2	0,40	0,44
festes Steuer	—	—	—	—	—	0,36	0,39

a) Bei früheren Messungen wurden folgende Ergebnisse erzielt:

Anordnung	$\frac{dc_m}{dc_a}$		Hinweis
	Vollgas	Leerlauf	
C	0,43	0,44	DVL-Bericht Nr. 166
festes Steuer	0,365	0,39	

C. Einfluß der Lage des Ruderschwerpunktes auf die Höhensteuerkräfte.

Durch Flugmessungen wurde gefunden, daß die Höhen- steuerkräfte abnehmen, wenn der Ruderschwerpunkt nach vorn verschoben wird. Außerdem ergaben die Messungen Beob- achtungen über den Einfluß der Flossenstellung auf die Steuer- kräfte und den Gleichgewichtsstadruck bei Vollgas und Leer- lauf.

Gliederung.

- I. Anlaß der Aufgabe.
- II. Aufgabenstellung.
- III. Ausführung der Messungen.
- IV. Bezeichnungen.
- V. Ergebnisse.
 1. Einfluß der Flossenstellung auf die Höhensteuerkräfte.
 2. Vergleich der Steuerkräfte bei verschiedener Lage des Ruder- schwerpunktes.
 3. Einfluß der Flossenstellung und der Lage des Ruderschwer- punktes auf den Gleichgewichtsstadruck bei Vollgas und bei Leerlauf.
- VI. Schlüsse aus den Ergebnissen.

I. Anlaß der Aufgabe.

Die Größe der Höhensteuerkräfte, d. h. ihr Anstieg bei Änderungen des Flugsta drucks, ist nicht allein abhängig von den Luftkraft-Momenten um die Achse des Höhenruders, sondern auch von den Momenten der Gewichte der Steuerung. Gelegentlich von Stabilitätsmessungen¹⁾ konnte untersucht werden, in welcher Weise Änderungen der Steuerungsmo- mente die Steuerkräfte beeinflussen.

II. Aufgabenstellung.

Die Höhensteuerkräfte im unbeschleunigten Fluge soll- ten in Abhängigkeit von der Flossenstellung für verschiedene Anordnungen der Steuerungsmomente bestimmt werden.

¹⁾ A. Stabilität mit festem Steuer.
B. Einfluß der Momente der Steuerungsgewichte auf die Längs- momente mit freiem Höhensteuer.

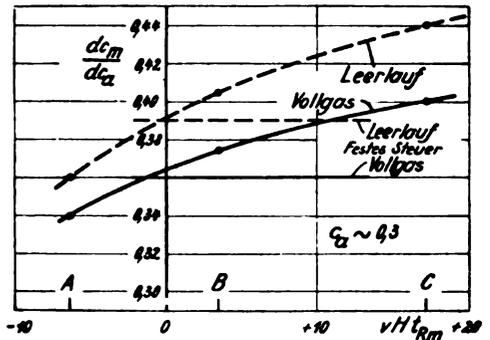


Abb. 12. Einfluß der Lage des Ruderschwerpunktes auf die Stabilität $\frac{dc_m}{dc_a}$ mit freiem Steuer.

($\frac{dc_m}{dc_a}$ bezogen auf die Eintrittskante der mittleren Flügeltiefe.)

Liegt der Ruderschwerpunkt vor der Achse, so wird die Stabilität mit freiem Steuer kleiner — liegt er hinter der Achse größer — als mit festem Steuer. Wie die Abbildung zeigt, genügt beim Versuchs- flugzeug im untersuchten Bereich eine Verlegung des Ruderschwer- punktes um 10 vH der mittleren Rudertiefe, um die Indifferenzschwer- punktlage bei Vollgas um 1,5 bis 3,5 vH, bei Leerlauf um 2,5 bis 4,5 vH der mittleren Flügeltiefe zu verschieben. Zu beachten ist, daß sich die untersuchten Anordnungen A bis C nicht allein durch die Lage des Ruderschwerpunktes, sondern auch durch das Rudergewicht unterscheiden. Bei Anordnung C war außer- dem ein zusätzliches Gewicht am Steuerhebelgriff angebracht.

Zulassungsbereiches, bei Reihenfertigung und bei Instand- setzungsarbeiten Beachtung geschenkt werden.

3. Beim Versuchsflugzeug (Höhenruder mit Seitenaus- gleich) ist der Einfluß von Verschiebungen des Ruder- schwerpunktes auf die Stabilität mit freiem Steuer bei Voll- gas geringer als bei Leerlauf.

Abgeschlossen am 1. 11. 1933.

III. Ausführung der Messungen.

Mit einem Flugzeug Junkers F 13 ge wurden im un- beschleunigten Fluge die Höhensteuerkräfte in Abhängigkeit vom Flugsta druck gemessen. Der Flugzeugschwerpunkt lag hierbei in 28 vH der mittleren Flügeltiefe, die Flächen- belastung betrug rund 40 kg/m². Die Messungen wurden mit voll- und leerlaufendem Motor bei verschiedenen Einstel- lungen der Höhenflosse ausgeführt. Untersucht wurden zwei Anordnungen der Steuerungsmomente, die durch ver- schiedene Gewichte im Ausgleich des Höhenruders erzielt wurden und die durch die folgenden Angaben gekennzeich- net sind.

Anord- nung	Gewicht im Ruder- ausgleich kg	Moment um Ruder- achse m · kg	Gewicht des Ruders kg	Abstand des Ruder- schwerpunktes von der Achse	
				m	vH der mittl. Ru- dertiefe
A	6	-0,82	22,7	-0,036	- 6,35
B	3	+0,38	19,7	+0,019	+ 3,4

Die Abhängigkeit der Momente der Steuerungsgewichte vom Ruderausschlag und von der Längsneigung des Flug- zeuges, die Zuordnung von Längsneigung und Auftriebsbeizahl, von Steuerhebel- und Ruder-Ausschlag und die Ab- messungen des Flugzeuges sind in den ersten beiden Teilen dieses Berichtes mitgeteilt¹⁾.

IV. Bezeichnungen.

- $c_{m\dot{u}}$ * — Beizahl des Momentes um die Querachse mit freiem Steuer bezogen auf den Flugzeug-Schwer- punkt (positiv entspricht kopplastigem Moment).
- c_a — Auftriebsbeizahl des Flugzeuges.
- c_a^* — Auftriebsbeizahl des Flugzeuges bei Gleich- gewicht mit freiem Höhensteuer.

- β_H (Grad) Höhenruder-Ausschlag (positiv entspricht »Ziehen«).
- δ_H (Grad) Einstellwinkel der Höhenflosse zur Luftschraubenachse (positiv, wenn Eintrittskante der Flosse unterhalb der Luftschraubenachse).
- P_H (kg) Höhensteuerkraft = Kraft am Steuerhebelgriff, die aufgewandt werden muß, um das Flugzeug im Gleichgewicht zu halten (positiv, wenn Krafrichtung wie beim »kopflastigen« Flugzeug).
- q (kg/m²) Flugstaudruck.
- q_v^* (kg/m²) Flugstaudruck bei Gleichgewicht mit freiem Höhensteuer ($P = 0$) im Vollgasflug.
- q_L^* (kg/m²) Flugstaudruck bei Gleichgewicht mit freiem Höhensteuer ($P = 0$) im Leerlauf.

(Mit Rücksicht auf die Übereinstimmung mit den früheren Berichten mußte auf die Anwendung der Formelzeichen des »Fachnormenausschusses für Luftfahrt« (Fal) verzichtet werden.)

V. Ergebnisse.

1. Einfluß der Flossenstellung auf die Höhensteuerkräfte.

Die mit der Anordnung A gemessenen Höhensteuerkräfte und die zugehörigen Ruderausschläge sind in Abhängigkeit vom Flugstaudruck für vier Stellungen der Höhenflosse in Abb. 1 angegeben. Die mit Anordnung B bei fünf verschiedenen Flossenstellungen ermittelten Höhensteuerkräfte zeigt Abb. 2. Für die zweite Anordnung wurde von der Darstellung der Ruderausschläge abgesehen, da diese durch die Änderungen der Steuerungsmomente nicht beeinflußt werden, also den mit Anordnung A gemessenen entsprechen.

Die Abbildungen zeigen, daß durch Verstellen der Höhenflosse nicht allein der Gleichgewichtsstaudruck q^* ($P = 0$) sondern auch der Anstieg der Steuerkräfte über dem Staudruck $\frac{dP_H}{dq}$ geändert wird. Bis auf kleine Staudrücke ist der Verlauf der Steuerkräfte geradlinig und kann somit im wichtigsten Flugbereich für jede Flossenstellung durch je einen Wert $\frac{dP_H}{dq}$ ausgedrückt werden. Große Absolutwerte von $\frac{dP_H}{dq}$ gesagen, daß große Steuerkräfte aufgewendet werden müssen, um den Flugstaudruck ohne Wechsel der Flossenstellung zu ändern. Aus den Meßergebnissen geht

hervor, daß $\frac{dP_H}{dq}$ groß ist, wenn der Gleichgewichtsstaudruck klein, d. h. wenn das Flugzeug infolge nur geringer negativer Anstellung der Flosse »schwanzlastig« ist. Ist das Flugzeug aber bei der gleichen Schwerpunktlage »kopflastig«, so wird $\frac{dP_H}{dq}$ klein, d. h. es werden für die gleichen Staudruckänderungen kleinere zusätzliche Steuerkräfte benötigt.

Beispiel: Bei Anordnung A ist bei einer Flossenstellung $\delta_H = -1,8^\circ$ in Vollgasflug eine Änderung der Steuerkraft um 0,7 kg erforderlich, um den Flugstaudruck um 10 kg/m² zu vergrößern oder zu verkleinern. Beträgt die Flossen-

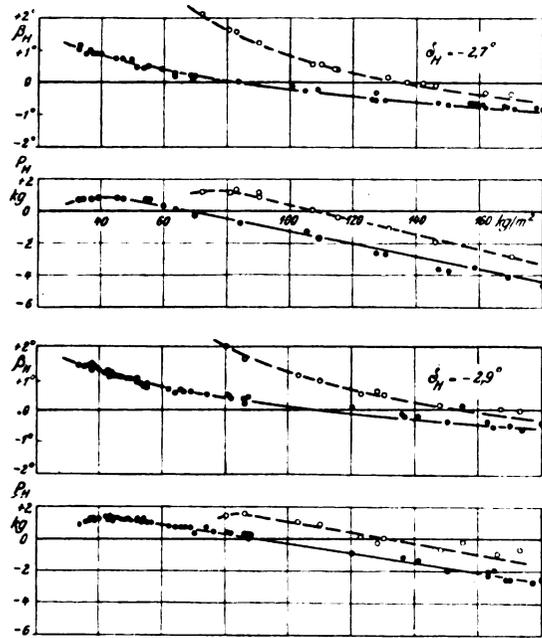


Abb. 1b. Anordnung A. Ruderausschlag und Steuerkraft bei $\delta_H = -2,7^\circ$ und $-2,9^\circ$.

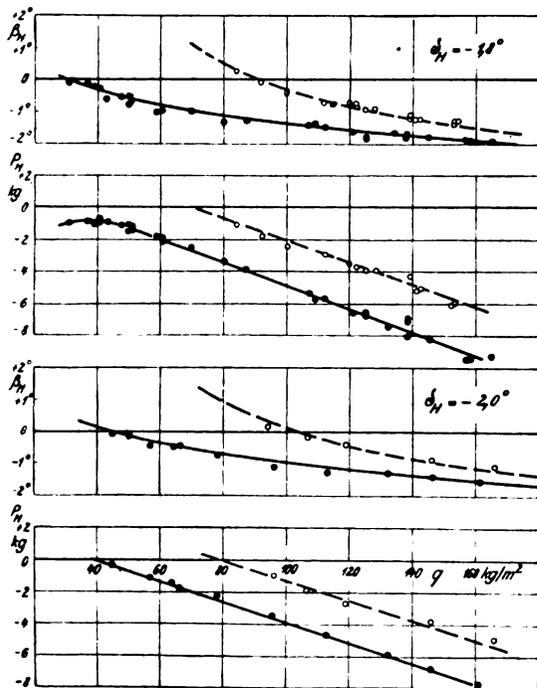


Abb. 1a. Anordnung A. Ruderausschlag und Steuerkraft bei $\delta_H = -1,8^\circ$ und $-2,0^\circ$.

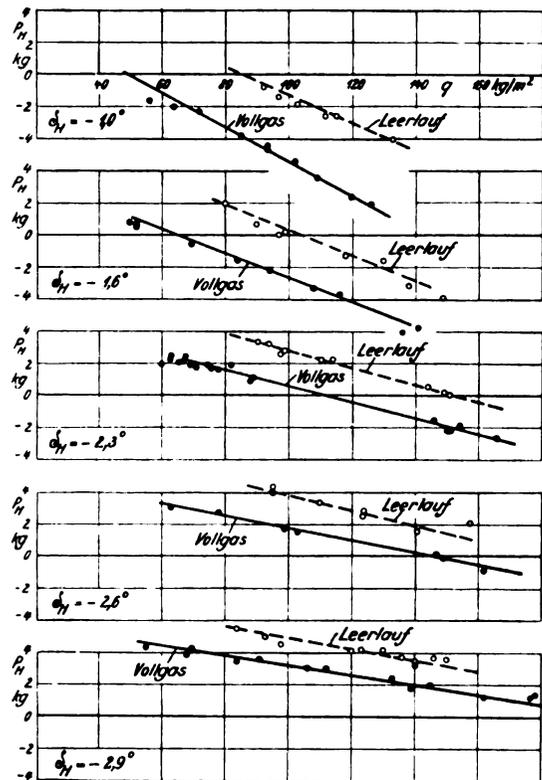


Abb. 2. Anordnung B. Steuerkraft bei $\delta_H = -1,0^\circ, -1,6^\circ, -2,3^\circ, -2,6^\circ$ und $-2,9^\circ$.

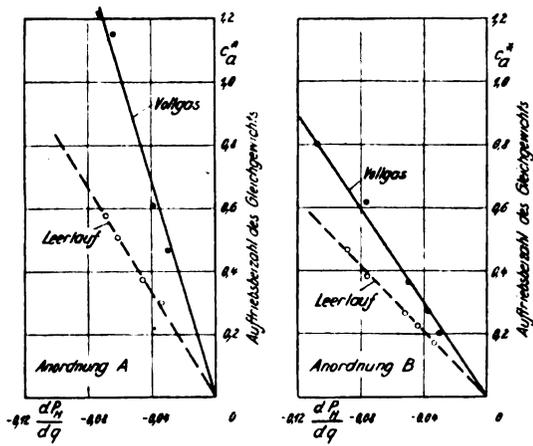


Abb. 3. Zusammenhang zwischen Anstieg der Steuerkräfte $\frac{dP_H}{dq}$ und Gleichgewichtszustand mit freiem Steuer c_a^* . $\frac{dP_H}{dq}$ wächst etwa geradlinig mit c_a^* , ist bei Leerlauf größer als bei Vollgas und bei mehr hinten liegenden Schwerpunkten (Anordnung B) größer als bei weiter vorn liegendem (Anordnung A).

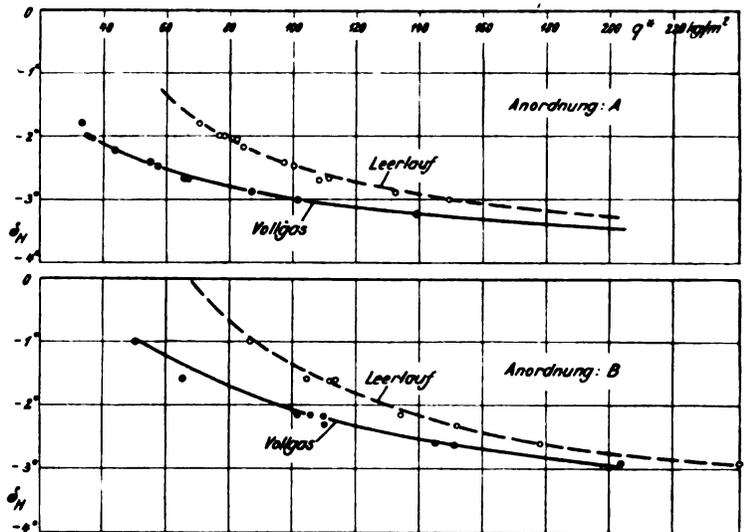


Abb. 4. Abhängigkeit des Gleichgewichtsstaudrucks von der Flossenstellung bei Anordnung A und B.

Zahlentafel 1. Abhängigkeit des Gleichgewichtsstaudrucks und des Anstiegs der Steuerkräfte von der Flossenstellung.

Steuerungs-Anordnung	δ_H	Vollgas-Flug			Leerlauf-Flug			q_L^*	$q_L^* - q_r^*$
		Gleichgewichts-Staudruck q_v^* kg/m ²	c_a^*	$\frac{dP_H}{dq}$	Gleichgewichts-Staudruck q_L^* kg/m ²	c_a^*	$\frac{dP_H}{dq}$		
A	-1,8	33	1,22	-0,073	70	0,575	-0,069	2,12	37
	-2,0	35	1,15	-0,064	79	0,51	-0,062	2,26	44
	-2,7	66	0,61	-0,039	108	0,375	-0,046	1,64	42
	-2,9	87	0,465	-0,03	132	0,305	-0,034	1,52	45
	-2,0	36	1,14		77,5	0,52		2,15	41,5
	-2,05	36,5	1,1		82	0,495		2,24	45,5
	-2,2	43,5	1,93		84	0,48		1,93	40,5
	-2,4	55	0,735		97	0,415		1,76	42
	-2,47	57			100			1,75	43
	-2,67	67	0,60		111	0,365		1,66	44
	-3,0	101			149			1,47	48
	-3,2	139							
B	-1,0	50	0,80	-0,108	86	0,465	-0,088	1,72	36
	-1,6	65	0,615	-0,076	104	0,385	-0	1,6	39
	-2,3	110	0,365	-0,05	152	0,265	-0,052	1,38	42
	-2,6	145	0,275	-0,038	178	0,225	-0,044	1,23	33
	-2,9	204	0,20	-0,030	240	0,17	-0,034	1,17	36
	-1,6				113	0,35			
	-1,6				111,5	0,36			
	-2,16	105,5	0,38						
	-2,16	111,5	0,36		134	0,30		1,2	22,5
	-2,16	110	0,36						
-2,6	151	0,26							

stellung $\delta_H = -2,9^\circ$, so ist die für diese Änderung aufzuwendende Steuerkraft kaum halb so groß; sie beträgt nur 0,3 kg. Bei »schwanzlastiger« Stellung der Flosse würden die Steuerkräfte wahrscheinlich als groß, bei »kopflastiger« Stellung als klein beurteilt werden.

Der Anstieg der Höhensteuerkräfte $\frac{dP_H}{dq}$ ist in Abb. 3 dargestellt; als Ordinate ist die Auftriebs-Beizahl c_a gewählt, die sich aus dem Gleichgewichtsstaudruck q^* ergibt (s. Zahlentafel 1). Die Abbildungen zeigen für Vollgas und Leerlauf je eine Gerade, die durch den Koordinatenanfang geht; $\frac{dP_H}{dq}$ nimmt also mit c_a^* geradlinig ab. Bei gleicher Auftriebsbeizahl c_a^* ist $\frac{dP_H}{dq}$ im Leerlauf größer als bei Vollgas.

2. Vergleich der Steuerkräfte bei verschiedener Lage des Ruderschwerpunktes.

Wie Abb. 3 zeigt, sind die Unterschiede von $\frac{dP_H}{dq}$ bei Leerlauf und Vollgas für die beiden Anordnungen A und B bei gleichem c_a^* etwa gleich. Die Absolutbeträge $\frac{dP_H}{dq}$ aber sind bei Anordnung B erheblich größer als bei A. Die Verlegung des Ruderschwerpunktes nach hinten hat also starkes Anwachsen der Steuerkräfte zur Folge.

Frühere Untersuchungen²⁾ hatten ergeben, daß sich bei gleichgehaltenem Gleichgewichtszustand q^* bzw. c_a^* der Wert $\frac{dP_H}{dq}$ geradlinig mit der Stabilität mit freiem Steuer $\frac{dc_{mH}^*}{dc_a}$ ändert und mit dieser zu Null wird. Nun ist bei gleicher Schwerpunktlage bei Anordnung A die Stabilität mit freiem Steuer kleiner als bei Anordnung B¹⁾. Schon aus diesem Grunde ist zu erwarten, daß auch $\frac{dP_H}{dq}$ kleiner ist.

Für gleiche Flossenstellungen ist $\frac{dP_H}{dq}$ für beide Anordnungen A und B etwa gleich (s. Abb. 5).

3. Einfluß der Flossenstellung und der Lage des Ruderschwerpunktes auf den Gleichgewichtsstaudruck bei Vollgas und Leerlauf.

Die Zusammenhänge zwischen der Stellung der Höhenflosse und dem Gleichgewichtsstaudruck bei Vollgas und Leerlauf zeigt Abb. 4. Aus dieser geht auch hervor, wie sich der Gleichgewichtsstaudruck ändert, wenn ohne Wechsel der Flossenstellung vom Vollgas- zum Leerlaufübergang wird. Diese Änderung soll klein sein³⁾. Zur Veranschaulichung ist in Abb. 6 $\frac{q_L^*}{q_v^*}$, das Verhältnis des Gleichgewichtsstaudrucks bei Leerlauf und Vollgas bei gleicher Flossenstellung, in Abhängigkeit vom Vollgasstaudruck q_v^* dargestellt. Dieses Verhältnis ist bei kleinen Staudrücken q_v^* groß und nimmt mit zunehmendem q_v^* schnell ab. Wird das Flugzeug mit Vollgas bei kleinem Staudruck ins Gleichgewicht gebracht und hierauf der Motor auf Leerlauf gedrosselt, so ergibt sich ein neuer Gleichgewichtsstaudruck, der mehr als doppelt so groß ist, als der des Ausgangszustands. Dagegen beträgt der Staudruck bei Leerlauf nur etwa 20 vH mehr als der bei Vollgas, wenn der letztere groß

¹⁾ DVL-Bericht 166. W. Hubner: »Stabilitäts- und Steuerkraftmessungen an einem Flugzeug vom Muster F 13 ge.«
²⁾ Bauvorschriften für Flugzeuge, Nr. 4515. »Bei Drosseln des Motors darf die Geschwindigkeit ... nicht mehr als 20 vH über die Vollgas-Horizontaltfluggeschwindigkeit steigen.«

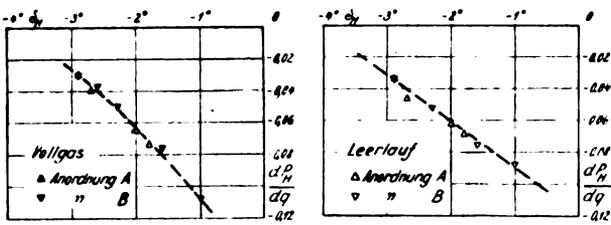


Abb. 5. Abhängigkeit des Anstiegs der Steuerkräfte $\frac{dP_H}{dq}$ von der Flossenstellung.

Bei gleicher Flossenstellung ist $\frac{dP_H}{dq}$ für Anordnung A und B etwa gleich.

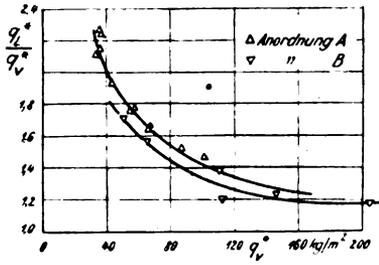


Abb. 6. Abhängigkeit von $\frac{q_L^*}{q_v^*}$ von $q_r^* \cdot \frac{q_L^*}{q_v^*}$, d. h. das Verhältnis des Gleichgewichtsstaudrucks bei Leerlauf und bei Vollgas bei gleicher Flossenstellung nimmt mit zunehmendem Vollgasstaudruck q_r^* ab. Anordnung B ist in Bezug

auf $\frac{q_L^*}{q_v^*}$ etwas günstiger als die durch größere Vorlage des Ruderschwerpunktes gekennzeichnete Anordnung A.

gewählt war. — Aus der Zahlentafel 1 geht hervor, daß die Differenz der beiden Gleichgewichtsstaudrücke ($q_L^* - q_v^*$) für alle Flossenstellungen von gleicher Größenordnung ist.

Der Vergleich von $\frac{q_L^*}{q_v^*}$ der beiden Steueranordnungen zeigt (s. Abb. 6 und Zahlentafel 1), daß Anordnung B etwas günstiger ist, als die durch größere Vorlage des Ruderschwerpunktes gekennzeichnete Anordnung A; die Unterschiede sind jedoch klein.

VI. Schlüsse aus den Ergebnissen.

1. Bei der Beurteilung der Höhensteuerkräfte $\left(\frac{dP_H}{dq}\right)$ eines Flugzeuges ist nicht nur seine Schwerpunktlage (Stabilität) sondern auch die Lage des Gleichgewichts mit freiem Steuer zu berücksichtigen. Ist das Flugzeug »schwanzlastig«, so bedingt eine bestimmte Staudruckänderung eine stärkere Änderung der Steuerkraft als bei kopflastigem Flugzeug.
2. Bei gleichem Gleichgewichtszustand q^* sind die Höhensteuerkräfte $\left(\frac{dP_H}{dq}\right)$ bei Leerlauf größer als bei Vollgas.

3. Das Verhältnis $\frac{q_L^*}{q_v^*}$, d. h. das sich bei derselben Flossenstellung ergebende Verhältnis von Gleichgewichtsstaudruck bei Leerlauf zu Gleichgewichtsstaudruck bei Vollgas ändert sich mit der Flossenstellung; es wird um so kleiner, je »kopflastiger« das Flugzeug, je größer also der Gleichgewichtsstaudruck bei Vollgas q_v^* ist.

4. Die Höhensteuerkräfte $\left(\frac{dP_H}{dq}\right)$ eines Flugzeuges können durch Anbringung von Ausgleichsgewichten vor der Ruderachse stark herabgesetzt werden. Durch diese Maßnahmen wird jedoch auch die statische Längs-Stabilität mit freiem Steuer verkleinert.

Abgeschlossen am 23. 10. 1933.

Kinematographische Messung der Flugbewegung beim Abfangen an einem Flugzeug Junkers-A-35.

Von Wilhelm Pleines.

Bericht 33/03 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt E. V., Berlin-Adlershof.

Zum Zweck der Nachprüfung von rechnerischen Untersuchungen zugrunde gelegten Annahmen wurden Flugmessungen über den zeitlichen Ablauf einer ebenen Flugbewegung beim Abfangen unter gleichen Bedingungen durchgeführt. Versuchsordnung und Meßverfahren werden eingehend beschrieben, die Meßergebnisse unter gleichzeitigem Hinweis auf verschiedene theoretische Arbeiten ausführlich besprochen und verglichen.

Gliederung.

- I. Aufgabe.
- II. Meßverfahren.
- III. Durchführung, Auswertung und Ergebnisse der Versuche.
- IV. Zur Frage der Meßgenauigkeit.
- V. Zusammenfassung und Besprechung der Ergebnisse.

I. Aufgabe.

Als Grundlage für die Lastannahmen, insbesondere für die Anforderungen an die Festigkeit von Leitwerken dienen seit langem u. a. auch theoretische DVL-Arbeiten^{1) 2)}. Die Übereinstimmung der diesen rechnerischen Untersuchungen zugrunde gelegten Annahmen und Voraussetzungen mit den praktischen Verhältnissen sollte durch Flugmessungen nachgeprüft werden. Aufgabe der Versuche war, den Verlauf einer im angeführten DVL-Bericht²⁾ als Ausgangspunkt angenommenen ebenen Flugbewegung — Flugbewegung beim Abfangen³⁾ in einer zum Horizont senkrechten Ebene aus Geschwindigkeiten des Waagrechtfluges — zu vermessen. Dabei sollte außerdem der zeitliche Verlauf der wichtigsten, diese Bewegung kennzeichnenden Einzelgrößen, wie Höhenruderausschlag, Bahngeschwindigkeit, Winkelgeschwindigkeit bzw. -beschleunigung um die Querachse aufgezeichnet werden. Wichtig wäre ferner die Aufzeichnung der Steuerkräfte während des Steuervorganges gewesen. Infolge Fehlens geeigneter Meßgeräte bestand jedoch keine Möglichkeit, die Steuerkräfte in ihrem zeitlichen Verlauf für derart kurzzeitige Schaltvorgänge aufzuzeichnen. Der Einfluß verschiedener großer Längsstabilität und -steuerbarkeit auf den Verlauf der Flugbewegung sollte durch Flüge mit verschiedener Schwerpunktlage und verschieden großem Trägheitsmoment um die Querachse untersucht werden.

II. Meßverfahren.

Für die Vermessung der Flugbewegung wurde das kinematographische Verfahren trotz der wesentlich umfangreicheren Auswertarbeit angewendet, besonders mit Rücksicht darauf, daß geeignete Meßgeräte zum fortlaufenden Aufzeichnen kurzzeitiger Bewegungsvorgänge nicht vorhanden sind. Durch längere Vorversuche war die Zweckmäßigkeit und grundsätzliche Anwendbarkeit des kinematographischen Verfahrens eingehend untersucht und bestätigt worden. Wegen der bekannten Schwierigkeiten, den Windeinfluß genau bestimmen zu können, war allerdings Voraussetzung, daß die Messungen nur an wind-

stillen, bzw. windschwachen Tagen durchgeführt werden. Drei Meßkinogeräte wurden für folgende Zwecke angewendet (grundsätzliche Anordnung vgl. Abb. 1 u. 2).

Die Bahnkurve des Flugzeuges — abgefangen wurde in einer vorher genau festgelegten, zum Horizont senkrechten Ebene — wurde mit Hilfe eines erdfesten Meßkinos *a* (vgl. Abb. 1) ermittelt. Mit Rücksicht darauf, daß dieses Meßkino feststehend und nicht drehbar aufgestellt war, mußte der gesamte zu vermessende Bewegungsvorgang innerhalb eines entsprechend Bildgröße und Abstand des Kinogerätes vom Flugzeug recht beschränkten Bildfeldes ablaufen. Dieser Bereich wurde vorher gleichfalls genau festgelegt. Die Entfernung des Flugzeuges vom Beobachtungsstandpunkt (Bodenkino) sollte stets die gleiche sein.

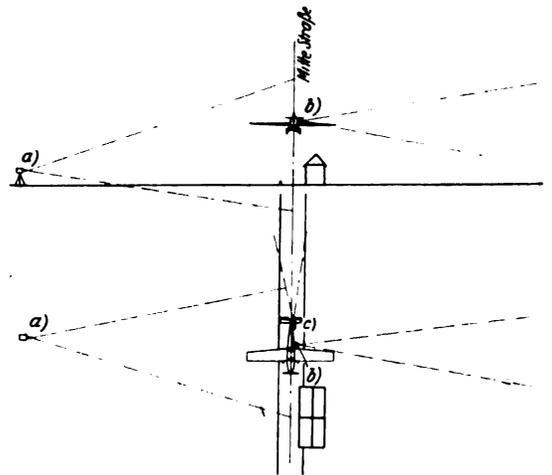


Abb. 1. Skizze über die grundsätzliche Art der Anordnung von drei Meßkino-Geräten zur Vermessung der Flugbewegung beim Abfangen. Es dienen:
erdfeste Kino *a* zur Vermessung der Bahnbewegung im Einschnittverfahren,
flugzeugfeste Kino *b* zur Vermessung der Längsneigung bezogen auf Flugzeuglängsachse,
flugzeugfeste Kino *c* zur Vermessung des Höhenruderausschlages.

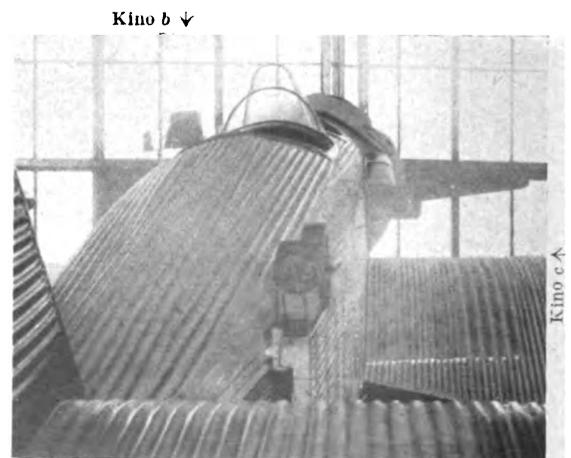


Abb. 2. Art des Anbaus der flugzeugfesten Kinogeräte am Flugzeugmuster Junkers A 35, und zwar:
Kino *b* für Längsneigung,
Kino *c* für Höhenruderausschlag und des Sichtzeichens *R* für Kino *c*.

¹⁾ R. Fuchs und H. Blenk. »Die Beanspruchung von Flugzeugen beim Abfangen«. ZFM Bd. 16 (1925), S. 78 ff.

²⁾ G. Mathias. »Theoretische Untersuchung des Verlaufs der Flugbewegung und der Höhenleitwerkskraft bei Höhensteuerbetätigung im B-Fall-Flugbereich«. Unveröffentlichter DVL-Bericht. (Auszug vgl. DVL-Jahrbuch 1930, S. 48).

³⁾ Der Vorgang der Höhensteuerbetätigung sollte dem im Fluge praktisch erforderlichen entsprechen; d. h. es sollte nicht mit der größtmöglichen, sondern mit der nach den Erfahrungen des praktischen Fliegens üblichen Schaltgeschwindigkeit abgefangen werden. Siehe W. Pleines, »Messung der Einschaltzeiten beim Abfangen an einem Flugzeug vom Muster U 12a-Flamingo«. Unveröffentlichter DVL-Bericht. (Auszug vgl. DVL-Jahrbuch 1929, S. 54*), und W. Pleines, »Messung der Höhensteuerkräfte beim Abfangen an einem Doppeldecker«. Unveröffentlichter DVL-Bericht. (Auszug vgl. DVL-Jahrbuch 1930, S. 49).

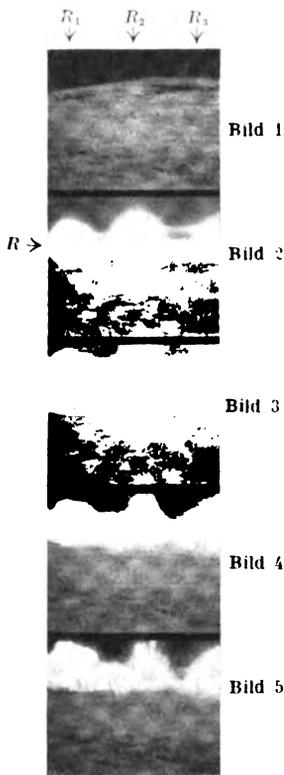


Abb. 3. Photographische Wiedergabe des Entzündungsvorgangs von 3 Leuchtsätzen R_1 , R_2 und R_3 , die mittels Initialzünder gleichzeitig elektrisch gezündet werden. Sekundliche Bildfolge des Aufnahmeapparats: 30 bis 35. Gleichzeitiger Beginn der Entzündung vgl. Bild 2.

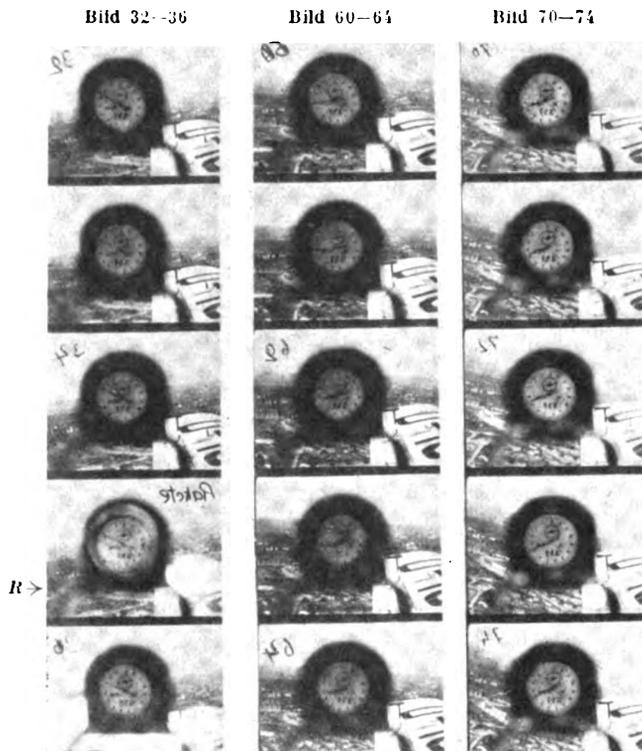


Abb. 4. Fortlaufende Ausschnitte aus Bildaufnahmen über die zeitliche Änderung der Längsneigung des Flugzeugs gegenüber dem Horizont in verschiedenen Zeitabschnitten des Bewegungsvorganges beim Abfangen.

Das im 2. Sitz in der Längsachse, mit Bildrichtung parallel zur Querachse des Flugzeuges fest eingebaute Kinogerät *b* (vgl. Abb. 2) bildet neben einer Stoppuhr den Horizont ab. Der Beginn der Verpuffung eines auf der Flügeloberseite angeordneten Lichtzeichens ist im Bild (mit *R* bezeichnet) durch besondere Helligkeit zu erkennen.

Durch vorherige Festlegung bestimmter erdfester Richtpunkte konnte diese Bedingung ausreichend erfüllt werden.

Zwei weitere Meßkinos sind am Flugzeug fest eingebaut. Von diesen dient Meßkino *b* der Ermittlung der Längsneigung durch fortlaufende Aufnahme der Lage der Flugzeug-Längsachse gegenüber dem Horizont, Meßkino *c* der Ermittlung des Höhenruder-Schaltvorganges durch fortlaufende Aufnahme der Lage eines Bezugspunktes am Höhenruder gegenüber einem Bezugspunkt der Höhenflosse. Die Zeitmessung erfolgt durch photographische Wiedergabe (mittels Prismenanordnung) der Zeitangabe einer an jedem Meßkino außen angeordneten Stoppuhr. Ein- und Ausschalten der Kinogeräte geschieht mittels Bowdenzuges vom Führersitz aus. Abb. 2 zeigt den Anbau der beiden flugzeugfesten Kinogeräte *b* und *c*.

Zum Zweck der Synchronisierung der Bildaufnahmen der einzelnen Meßkinos wurden am Flugzeug fest angeordnete, und zwar im Bildfeld jedes Kinogerätes liegende raketenartige Sichtzeichen abgebrannt (z. B. Abb. 2 u. 4). Hierzu wurde ein Leuchtsatz in einer engen, oben offenen Stahlhülse angewendet, der nicht explodiert, sondern lediglich mit einem kurz aufleuchtenden Blitz verpufft. Die photographische Helligkeit dieses Blitzes mußte allerdings so groß sein, daß der Entzündungsvorgang auf rd. 1 km Entfernung noch ausreichend gut im Bildfeld des bodenfesten Meßkinos erkennbar wurde. Der Entwicklung dafür geeigneten Leuchtpulvers dienten gleichfalls umfangreiche Vorversuche⁴⁾. Die Sichtzeichen wurden auf elektrischem Wege von einem Schalter aus mittels Initialzünder (Knallquecksilber) gleichzeitig zur Entzündung gebracht. Die zeitliche Übereinstimmung des Entzündungsbeginns der einzelnen an verschiedenen Stellen des Flugzeuges ange-

brachten Leuchtzeichen ist praktisch ausreichend (vgl. Abb. 3) und beträgt mindestens rd. $\frac{1}{30}$ s.

III. Durchführung, Auswertung und Ergebnisse der Versuche.

Durchgeführt wurden die Messungen mit einem Flugzeug Junkers A 35; für dieses Muster sind ausführliche, für Vergleichszwecke anwendbare Windkanalmessungen vorhanden. Außerdem sind seine Flugeigenschaften auf Grund von Messungen der statischen Längsstabilität im Fluge ausreichend bekannt. Der zum Zweck der Störung des Anfangsgleichgewichtszustandes — Waagrechtflug mit bestimmter, gleicher Gasdrosselstellung und Geschwindigkeit — erforderliche Vorgang der Höhensteuerbetätigung erfolgt dabei mit derjenigen Schaltgeschwindigkeit des Höhenruders, die der Flugzeugführer »gefühlsmäßig« schaltet. Infolge Änderung der Schwerpunktlage in den weiter unten angegebenen Grenzen sind die Stabilitätsgrade jeweils verschieden. Außerdem sind größere Lastigkeitsunterschiede dadurch bedingt, daß bei diesem Flugzeugmuster die Höhenflosse im Fluge nicht verstellbar ist, wodurch mit Änderung der Steuerkräfte des Ausgleichs-Gleichgewichts-Zustandes gerechnet werden mußte. Daher war es auch schon wegen der praktisch kaum durchführbaren Vereinheitlichung der Steuerbewegungen nicht möglich, den Schaltvorgang in stets gleichem, zeitlich ausgedehnten Ablauf einzuhalten. Eine gewisse Gleichmäßigkeit wurde jedoch immerhin angestrebt. Der Ausgangs-Gleichgewichts-Staudruck war nach Möglichkeit stets der gleiche.

Die Messungen wurden mit vier verschiedenen Schwerpunktlagen je zweimal durchgeführt. Diesen Schwerpunktlagen und Beladungszuständen sind vier verschiedene Trägheitsmomente um die Querachse zugeordnet. Hierüber gibt die Aufstellung in Zahlentafel 1 Aufschluß.

Um auf jeden Fall die zeitliche Übereinstimmung der Bildmessungen der drei, an verschiedenen Stellen angeord-

⁴⁾ Diese Versuche wurden von Dr. Feistel, Deutsche Pyrotechnische Fabriken, Berlin, und von F. Leiber, DVL, tatkräftig unterstützt und in dankenswerter Weise gefördert.

Bild 2 bis 5.

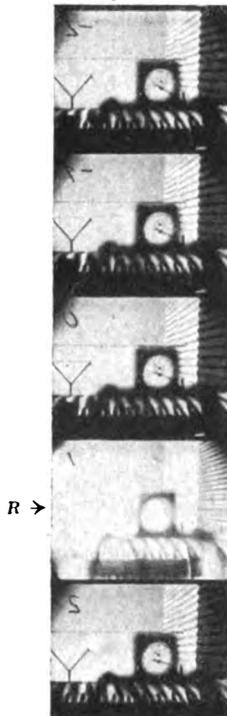


Abb. 5. Fortlaufende Ausschnitte aus Bildaufnahmen über die zeitliche Änderung des Höhenruderausschlages in verschiedenen Zeitabschnitten des Bewegungsvorganges beim Abfangen.

Das am Rumpfe seitlich fest angebaute Kinogerät c (vgl. Abb. 2) bildet die jeweilige Lage zweier parallel verlaufender Spanndrähte ab, von denen der eine fest mit der festen Höhenflosse verbunden, der andere zwischen die Enden eines Gabelstücks straff eingespannte Draht unmittelbar auf dem Höhenruder befestigt ist. Der senkrechte Abstand zwischen beiden Spanndrähten ist ein Maß für die jeweilige Größe des Höhenruderausschlages und durch Eichung am Stand festgelegt.

Zur Ermittlung der Zeit wird eine im Bildfeld rechts ersichtliche Stoppuhr fortlaufend mit abgebildet. Mit R ist dasjenige Bild bezeichnet, das den Beginn der Verpuffung des Zeitzeichens durch besondere Helligkeit im Bild erkennen läßt.

Zahlentafel 1. Lastverteilung, Schwerpunktlagen und Trägheitsmomente um die Querachse des Flugzeuges Junkers A 35 beim Abfangen.

Beladungszustand	A	B	C	D
Fluggewicht G (kg)	1317,0	1398,0	1337,0	1278,0
Verteilung der bewegl. Lasten zum Zweck der Änderung der Schwerpunktlage	(Bleigew. 39 kg im Motorvorbau)	(ohne Bleigew. 120 kg Ballast auf 2. Sitz)	(ohne Bleigew. 60 kg Ballast auf 2. Sitz)	(ohne Bleigewicht, ohne Ballast)
Schwerpunktrücklage	S_A	S_B	S_C	S_D
Rücklage r^* von S_i (in mm)	600,0	836,0	732,0	663,0
$\frac{r}{l_i}^{**}$	0,268	0,373	0,327	0,296
Trägheitsmoment um die Querachse J_y (mkgs ²) †)	409,0	~ 438,0	419,5	395,5
Trägheitsradius l_y (m) †)	1,710	1,75	1,755	1,740

*) Schwerpunkthöhe für alle S-Lagen gleich):

$$h = 410 \text{ mm}; \quad \frac{h}{l_i} = 0,183.$$

***) l_i = Flügeltiefe an der Flügelwurzel.

†) Hierbei ist der Einfluß der beim Pendelversuch mitschwingenden Luftmassen in der Umgebung des Flugzeuges nicht berücksichtigt worden. Die vorliegenden Zahlenwerte sind deshalb vorerst mit Vorbehalt anzuwenden, da diese Frage z. Z. noch Gegenstand weiterer Untersuchungen zur Bestimmung der Größe dieses Einflusses ist. Da die Pendellänge für alle Beladungszustände gleich gehalten wurde, dürfte die absolute Größe der zusätzlichen Trägheitsmomente infolge mitschwingender Luftmassen stets gleich groß sein. Infolge der engen Grenzen, die praktisch durch die äußerste Änderung des Beladungszustandes und der Lastverteilung für dieses Flugzeug bedingt sind, betragen die größten Unterschiede von J_y nur rd. 10 vH.

neten Kinomeßgeräte zu erreichen, war es notwendig, die Zündung der Leuchtzeichen kurz vor dem Abfangen erst dann vorzunehmen, wenn das Flugzeug tatsächlich im Bildfeld des erdfesten Kinogerätes war.

Voraussetzung für die Durchführung der Versuche überhaupt war günstige, böenfreie Wetterlage mit praktisch schwacher Windbewegung, bzw. Windstille, gute Horizontverhältnisse, günstige Sonnenstellung, bzw. Lichtverhält-

nisse für die nach verschiedenen Himmelsrichtungen angeordneten Kinogeräte.

Die sekundliche Bildfolge schwankt bei den einzelnen Kinomeßgeräten zwischen 8 bis 20 Bildern; die Umlaufzeit der Stoppuhren betrug 15 s. Beispiele der unmittelbar beim Versuch erhaltenen Aufzeichnungen von Längsneigung und Höhenruderausschlag sind in Abb. 4 u. 5 wiedergegeben und durch Bildunterschriften näher bezeichnet.

Die einzelnen Bildaufnahmen wurden 10fach vergrößert in dem DVL-Bildauswertgerät vermessen. Die Auswertung der einzelnen Bildaufnahmen zum Zweck der Ermittlung der Bahnkurve wurde dadurch erleichtert, daß eine reine Längsbewegung vermessen wurde, deren Bahn nur in einer Ebene (Symmetrie-Ebene des Flugzeugs) mit Drehungen des Flugzeugs allein um die Querachse, also ohne seitliches Schieben oder Drehungen um die anderen Flugzeugachsen erfolgt.

Die Lage des Flugzeuges in dieser Ebene, die 8 bis 12 mal in der Sekunde im Bild festgehalten wurde, wird aus der senkrechten und waagerechten Entfernung flugzeugfester Bezugspunkte von einem erdfesten Bezugspunkt und einer erdfesten Basislinie (Grundmaß), deren Länge möglichst groß gewählt wurde, bestimmt.

Als flugzeugfeste Bezugspunkte wurden gewählt: Mitte der Rumpfvorderkante, die im Bild infolge der großen Entfernung des Flugzeuges von der Bildkammer nahezu punktförmig erscheint, und zur Kontrolle außerdem der Mittelpunkt der Fahrgestellräder, der gleichfalls angenähert punktförmig abgebildet ist. Vernachlässigt wird dabei als praktisch zulässig, daß beide Bezugspunkte in Wirklichkeit während des Vorganges eine zusätzliche Drehung um den Flugzeugschwerpunkt ausführen. Für den tatsächlichen Flugbahnverlauf ist der dadurch bedingte Fehler sehr klein. Die Längsneigung und ihren zeitlichen Verlauf entsprechend der Lage des Flugzeuges zum Horizont aus den mit dem bodenfesten Kinogerät unmittelbar erhaltenen Bildaufnahmen zu ermitteln, war mit Rücksicht auf die sehr kleinen Abmessungen des Flugzeuges im Bild nicht möglich.

Über die Frage der Meßgenauigkeit und die Auswertgenauigkeit wird im Abschnitt IV gesondert berichtet. Die Bestimmung von Augenblickswerten wird mit Rücksicht auf die dazu reichlich hohen Anforderungen an die Meßgenauigkeit durch Bestimmung von Mittelwerten auf folgende Weise ersetzt:

Die ermittelten Augenblickswerte wurden graphisch aufgetragen; Unregelmäßigkeiten benachbarter Meßpunkte im Verlauf der Kurve konnten durch ausgleichende Kurven nach Möglichkeit ausgeschaltet werden. Bei der überaus großen Zahl von benachbarten Meßpunkten ist dieses Verfahren zweifellos berechtigt.

Die Ergebnisse der bei Flügen mit verschiedenen Schwerpunktlagen und entsprechend verschiedenem Trägheitsmoment um die Querachse ermittelten Einzelmessungen sind in den Abb. 6a bis 6e im Schaubild veranschaulicht, und zwar unter a) die Bahnkurve, d. i. die Lage des Flugzeuges in der Bewegungsebene, bezogen auf einen erdfesten Punkt, unter b) der zeitliche Verlauf der Längsneigung θ (θ aufwärts positiv gerechnet) und des Höhenruderausschlages β_H (β_H positiv in Richtung »Ziehen« gerechnet). Als Abszisse ist dabei stets die Zeit von Beginn der Verpuffung der Leuchtzeichen aufgetragen. Die zeitliche Übereinstimmung ergibt allerdings einen Fehler von rd. $\frac{1}{20}$ s und weniger. Er ist dadurch bedingt, daß bei den vorhandenen Bildmeßgeräten die Bildgeschwindigkeit nicht so hoch getrieben werden kann, um den zwischen zwei Bildern im Augenblick des Bildwechsels möglichen Verpuffungsbeginn auf noch kleinere Zeitabschnitte verringern zu können. Eine so weitgehende Steigerung der Bildgeschwindigkeit war nicht beabsichtigt; sie war außerdem groß genug, um den Ablauf des Bewegungsvorganges ausreichend genau und eindeutig festzulegen. Über die zusammengehörenden Flugmessungen bei gleicher Schwerpunktlage gibt nachstehende Zusammenstellung Auskunft:

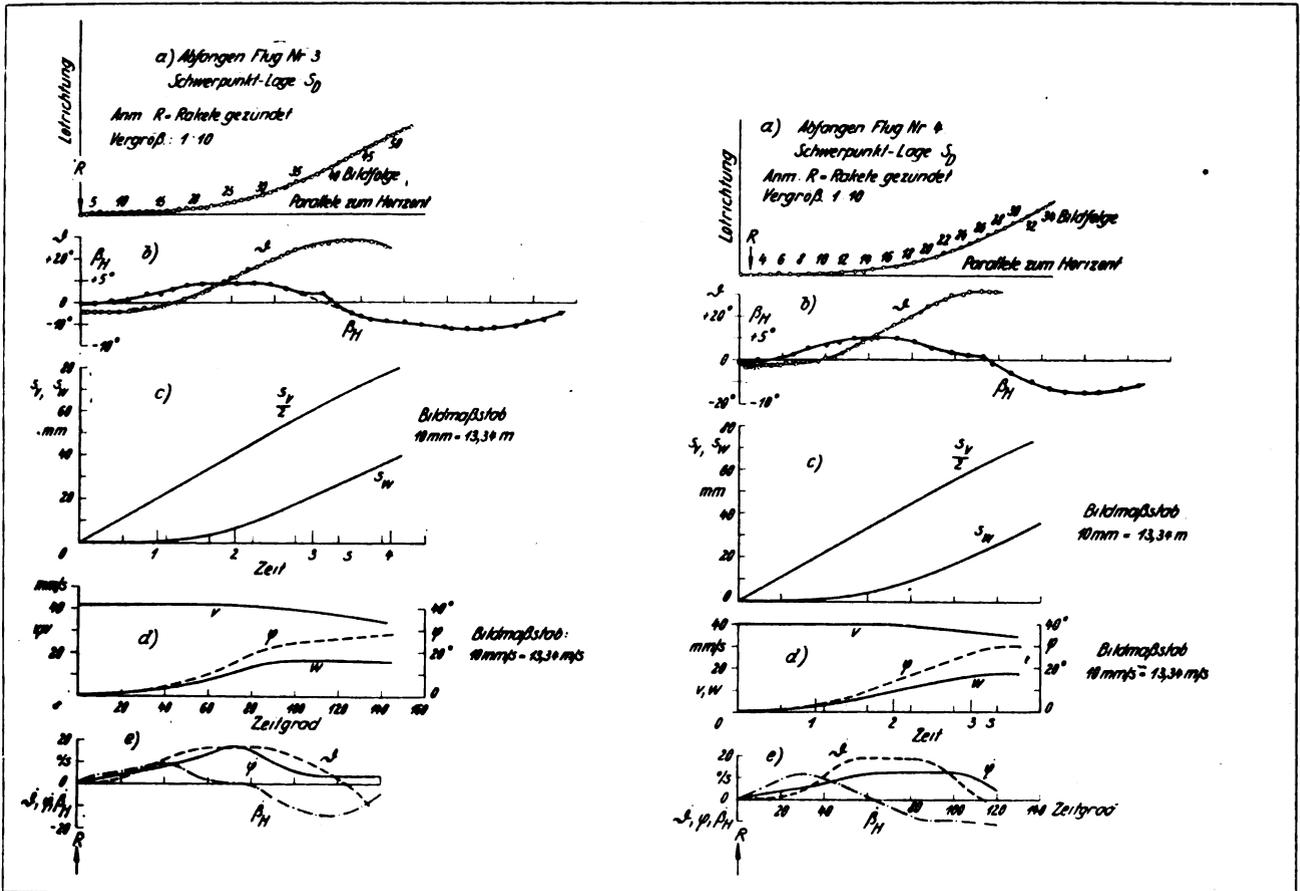


Abb. 6 a.

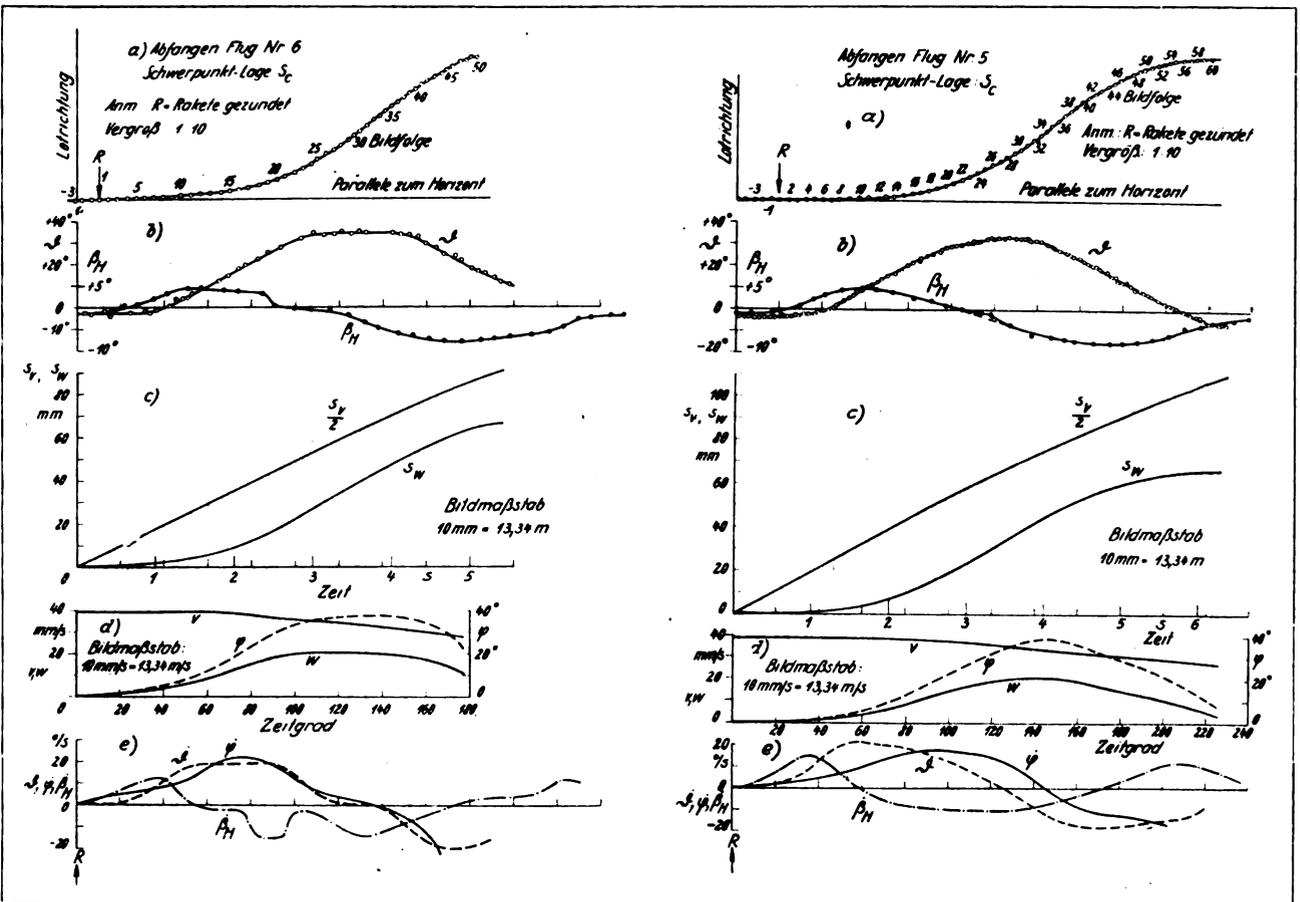


Abb. 6 b.

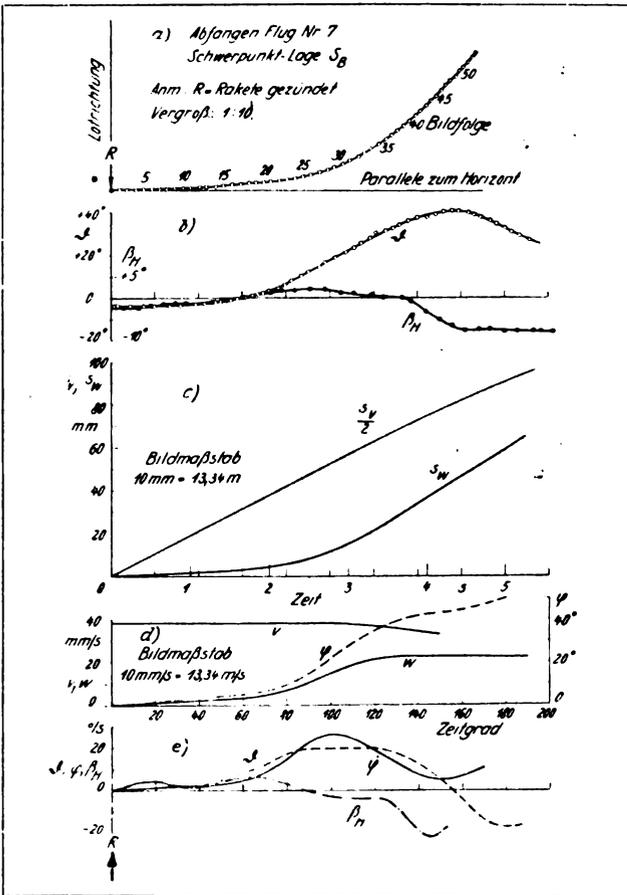


Abb. 6c.

Abb. 6a bis 6e. Zusammenstellung von Ergebnissen aus Abfangmessungen mit verschiedener Schwerpunktlage (vgl. Zahlentafel 1), und zwar:

- in Abb. 6a: für Flug 3 und 4 mit gleicher Schwerpunktlage S_B
- • • 6b: • • • 5 • 6 • • • • • S_C
- • • 6c: • • • 7 • • • • • • • • S_H
- • • 6d: • • • 11 • 13 mit gleicher Schwerpunktlage S_C
- • • 6e: • • • 9 • 10 • • • • • • S_K

In den einzelnen Abbildungen 6a bis 6e sind jeweils in gleicher Weise und Reihenfolge aufgetragen:

Unter a) und b) die unmittelbar aus Flugmessungen gewonnenen Ergebnisse, und zwar unter

a) die Bahnkurve des Flugzeuges, d. i. die Lage des Flugzeuges in der Bewegungsebene, bezogen auf einen erdfesten Punkt, und unter b) der zeitliche Verlauf der Längsneigung β und des Höhenruderausschlages δ_H ;

unter c) bis e) die durch graphische Differentiation zeichnerisch ermittelten Kenngrößen der Bewegung, und zwar unter

c) der zeitliche Verlauf der Bahnwegkomponente s_v und der Steigwegkomponente s_w des Bahnwegs, unter

d) der zeitliche Verlauf der Bahngeschwindigkeit v der Steiggeschwindigkeit w und des Bahnwinkels φ , und unter

e) die zeitliche Änderung der Längsneigung, d. i. die Winkelgeschwindigkeit $\dot{\beta}$ um die Querachse, des Bahnwinkels $\dot{\varphi}$ und der Schaltgeschwindigkeit $\dot{\delta}_H$ des Höhenruders.

(Die Zeit ist vom Beginn der Verpuffung der Leuchtzeichen gerechnet. Höhenruderausschlag positiv in Richtung »Ziehen«; Längsneigung und Bahnwinkel positiv nach aufwärts.)

Verkleinerungsmaßstab: 1 : 3.58.

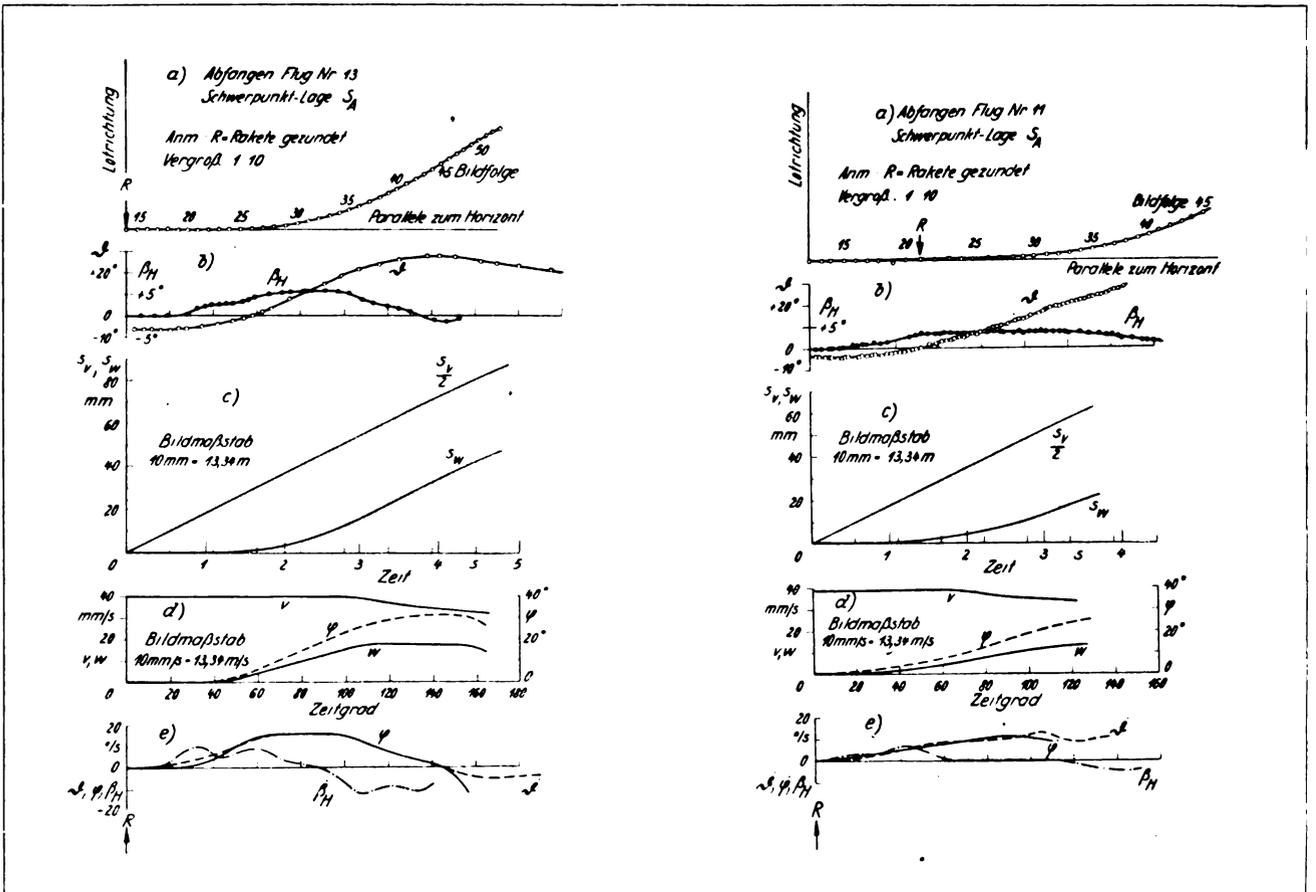


Abb. 6d.

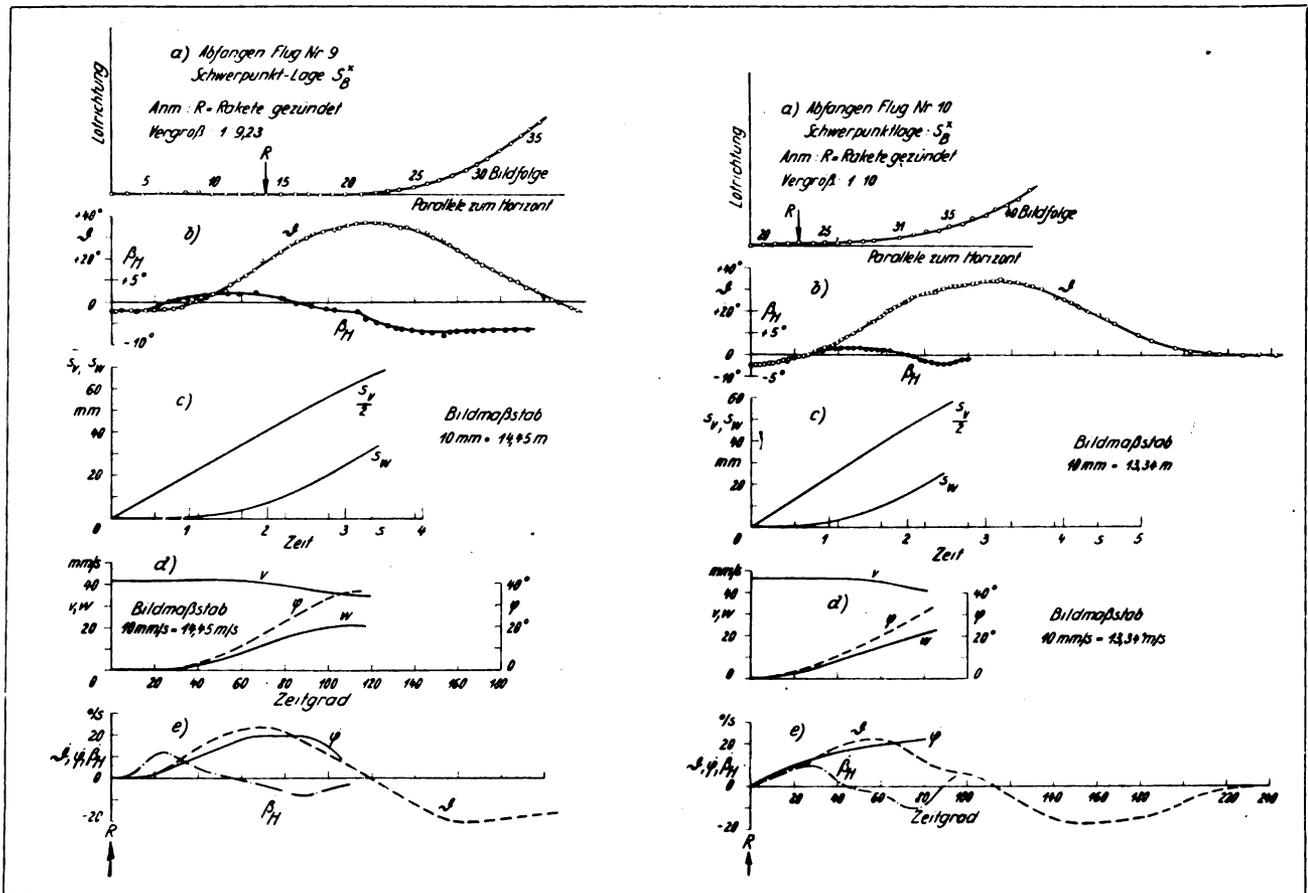


Abb. 6 e.

Flug-Nr.	3 u. 4 (Abb. 6 a)	5 u. 6 (Abb. 6 b)	7 (Abb. 6 c)	11 u. 13 (Abb. 6 d)	9 u. 10 (Abb. 6 e)
Schwerpunkt- lage	S_D	S_C	S_B	S_A	S_{B^*}

*) Nur 100 kg Ballast auf 2. Sitz (DVL-Messungen zur Erprobung des Askania-Winkelgeschwindigkeitsschreibers s. S. 22).

Die weiteren der in den Abb. 6 unter c), d) und e) aufgetragenen Ergebnisse sind auf graphischem, bzw. zeichnerischem Wege aus den unmittelbar erhaltenen, unter a) und b) veranschaulichten Meßergebnissen gewonnen worden. In diesen Abbildungen ist der zeitliche Verlauf derjenigen Kenngrößen aufgetragen, die in ihrer Gesamtheit den vollständigen Bewegungsvorgang und -ablauf zur Darstellung bringen. Sie lassen außerdem den Einfluß der Bahndrehung auf den zeitlichen Verlauf der Einzelgrößen erkennen. So sind unter c) der zeitliche Verlauf der Wegkomponenten der Bahnkurve, und zwar die Bahnwegkomponente s_v und die Steigwegkomponente s_w aufgetragen⁶⁾. Die zugehörigen Zeiten aufeinanderfolgender Bildaufnahmen sind aus der Anzeige der photographisch wiedergegebenen Stoppuhr des Bodenkinos entnommen.

Durch graphische Differentiation (nach dem von Slaby angegebenen Verfahren⁶⁾) wurden daraus die Bahngeschwindigkeit $v = (ds_v/dt)$ und die Steiggeschwindigkeit $w = (ds_w/dt)$ ermittelt; der zeitliche Verlauf beider Größen ist jeweils unter d) aufgetragen.

Aus den beiden Einzelgrößen ergibt sich der Bahnwinkel nach der Beziehung $\varphi = \arcsin w/v$. Der Verlauf von φ ist abhängig von der Zeit, gleichfalls unter d) veranschaulicht.

⁶⁾ Aus Zweckmäßigkeitsgründen heraus ist in allen Schaubildern der Ordinatenmaßstab in mm angeschrieben. Daneben ist der wirkliche Längenmaßstab mitingezeichnet (1 mm = 1.334 m wirkliche Länge).

⁷⁾ Vgl. Z. VDI Bd. 75 (1931), Nr. 45, S. 1397.

Durch graphische Differentiation sind ferner die zeitliche Änderung der Längsneigung $d\theta/dt = \dot{\theta}$, d. i. die Winkelgeschwindigkeit um die Querachse, des Bahnwinkels $d\varphi/dt = \dot{\varphi}$ und der Schaltgeschwindigkeit des Höhenruders $\beta_{II} = d\beta_{II}/dt$ gewonnen und unter e) dargestellt.

IV. Zur Frage der Meßgenauigkeit.

Im vorhergehenden Abschnitt sind bereits einige Anforderungen aufgeführt, die erfüllt werden müssen, da sie bezüglich der Art der Vermessung an sich und der Wahl des Verfahrens maßgebenden Anteil an der Meßgenauigkeit haben. Sie betreffen im besonderen den Bewegungsvorgang und seinen Ablauf, die Lage des Flugzeuges in einer Ebene, die Wahl der flugzeugfesten und erdfesten Bezugspunkte und des Grundmaßes und das Auswertverfahren als solches hinsichtlich der Bestimmung von Mittelwerten.

Darüber hinaus ist noch folgendes anzuführen. Naturgemäß ist die Größe des Meßraumes begrenzt, da für diese Messungen vom Boden aus nur eine feststehende Kamera (Einfach-Anschnitt) zur Verfügung stand. Neben der Einhaltung von grundsätzlichen Vorbedingungen zur Vermeidung von Fehlerquellen, z. B. des Windeinflusses dadurch, daß an windstillen Tagen, bzw. an windschwachen Tagen nur dann Messungen ausgeführt wurden, wenn der an sich kleine Windvektor senkrecht zur Flugrichtung gerichtet die wirkliche Fluggeschwindigkeit nicht meßbar beeinflusste, ist eine der weiteren und größten Fehlerquellen die mehr oder minder starke Verformung des Filmstreifens im Auswertgerät. Sie wird vor allem verursacht infolge von Erwärmung durch die Lichtquellen während der Zeitdauer der Auswertung des feststehenden Bildstreifens. Mit zunehmender Erwärmung beginnt sich der Film zu werfen. Im vorliegenden Fall ist dieser nicht zu unterschätzende Nachteil vollständig dadurch vermieden wor-

den, daß der Bildstreifen im Bildfenster durch eine Zusatzvorrichtung mittels optisch einwandfreier Glasplatten planfest gehalten und außerdem gekühlt wird⁷⁾.

Diese Planführung ist so angeordnet, daß sie während der Bewegung des Filmstreifens zur Vermeidung von Beschädigungen ausgeklappt ist und erst nach Beendigung des Vorschubs plan anklappt.

Das Auswerteverfahren ist mit verschiedenen Fehlern behaftet; die für die Abschätzung der Meßgenauigkeit wichtigsten zufälligen Fehler sind dadurch bedingt, daß die Anforderungen an das Meßverfahren bei Messungen dieser Art praktisch nicht streng erfüllt werden können. Die systematischen Fehler sind vor allem bedingt durch optische Fehlerquellen, z. B. durch den praktisch vorhandenen Unterschied in der wirklichen Länge der Brennweite gegenüber dem angegebenen Wert. Dieser Fehler kann bis zu 2 vH betragen. Auch durch nicht genaue Einhaltung der gewählten Bildvergrößerung im Auswertegerät kann ein Fehler von 1 vH entstehen. Da die genaue Einstellung der Bildvergrößerung nur einmal erfolgt ist und dann nicht wieder geändert wurde, kann dieser Fehler auch zu den systematischen gerechnet werden.

Für die Ermittlung der Höhe über Grund ist folgendes über die voraussichtlichen zufälligen Fehler zu sagen: Wenn bedeuten:

- h — gemessene Höhe des Flugzeug-Bezugspunktes im Bild (Bildvergrößerung im Auswertgerät 10fach).
- f — Brennweite der Bildkammer = 7,5 cm,
- s — waagerechte Entfernung des Beobachtungsstandpunktes (Objektiv) vom Flugzeug-Bezugspunkt, d. i. die Projektion der Entfernung des Beobachterstandpunktes vom Flugzeug-Bezugspunkt (Luftlinie) in der Waagrecht-Ebene,
- H — die wirkliche Höhe des Flugzeug-Bezugspunktes über Boden-Bezugspunkt,

so gilt:

$$H/h = s/10 \cdot f; H = h \cdot s/10 \cdot f.$$

Der Fehler in der Bestimmung von H sei ΔH ; der Meßfehler von h sei Δh . Die Vergrößerung des Bildes (10fach) ist nur so weit getrieben, daß eine zur Festlegung von Bezugspunkten notwendige scharfe Begrenzung der Flugzeugumrisse noch praktisch ausreichend gewährleistet ist. Die Entfernung s des Flugzeuges vom Beobachtungsstandpunkt ($s = 1000$ m) ist nahezu stets die gleiche. Der durch nicht genaue seitliche Einhaltung der Flugrichtung mögliche Fehler Δs beträgt höchstens ± 10 m.

Dann ist: $\Delta_1 H = h \cdot \Delta s/10 \cdot f$, d. h. $\Delta_1 H$ ist proportional Δs .

Der Fehler von H ist weiter noch von der Ablesegenauigkeit abhängig, mit der h vermessen werden kann.

Nach der Beziehung: $H \pm \Delta H = (h \pm \Delta h) \cdot s/10 \cdot f$ gilt mithin:

$$\Delta_2 H = s \cdot \Delta h/10 \cdot f, \text{ d. h. } \Delta_2 H \text{ ist proportional } \Delta h.$$

Die Länge von h schwankt bei 10facher Vergrößerung je nach der Flughöhe (es wurde in verhältnismäßig geringen Höhen geflogen) zwischen 75 mm und 150 mm. Δh ist dabei rd. $\pm 0,3$ mm bis 0,5 mm. Mit diesen Zahlenwerten ergeben sich für die Größe der zufälligen Fehler insgesamt:

$$\Delta H = \Delta_1 H + \Delta_2 H = \pm \frac{0,075 \cdot 10}{0,75} \pm \frac{0,0005 \cdot 1000}{0,75} = \pm 1,0 \pm 0,67 \text{ m} = \pm 1,67 \text{ m}.$$

Der mittlere zufällige Fehler der Höhenmessung beträgt somit rd. 2 vH. Durch eine größere Anzahl von Ablesepunkten läßt sich dieser Fehler sicherlich noch vermindern. Absichtlich sind hier die Größtwerte für Δh der Rechnung zugrunde gelegt. Im allgemeinen läßt die Auswertung wesentlich geringere Meßfehler erwarten; das zeigt nachstehende Übersicht einer größeren Anzahl von Ablesungen der Strecken auf einem Bild.

Ablesung (bei 10 fach. Vergröß.)		Δh
h	mm	mm
67,8		+ 0,1
67,6		- 0,1
67,5		- 0,2
67,6		- 0,1
67,8		+ 0,1
67,8		+ 0,1
67,7		0
67,7		0

Durch mehrmaliges Messen fester Bodenbezugspunkte und -strecken wurde festgestellt, daß der Meßstrecke $h = 67,7$ mm eine wirkliche Länge von $H = 90,32$ m entspricht, d. h. 1 mm $h = 1,334$ m. Mit Rücksicht auf die dafür erheblich größeren Anforderungen an Zeit und Auswertarbeit wurde jedoch nur auf praktisch ausreichende Genauigkeit Wert gelegt; in Einzelfällen genügten kurze Stichproben. Im übrigen werden durch die graphische Auftragung und Mittelung benachbarter Meßpunkte gröbere Meßfehler aller Wahrscheinlichkeit nach vermieden.

Inwieweit dieses Verfahren praktisch ausreichende Genauigkeit zuläßt, dazu können folgende Beispiele als beweisführend angesehen werden:

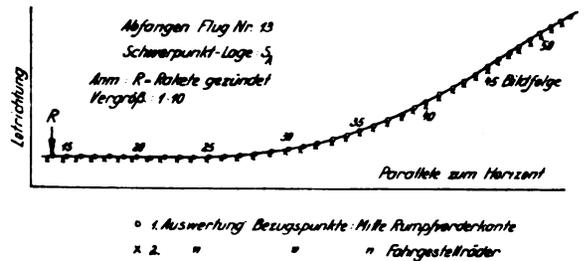


Abb. 7. Bahnkurve des Flugzeuges, d. i. die Lage des Flugzeuges in der Bewegungsebene, bezogen auf erdfesten Bezugspunkt (Flug-Nr. 13 vgl. Abb. 6 d), unter Wahl verschiedener flugzeugfester Bezugspunkte zweimal ausgewertet.

In Abb. 7 ist der Ablauf des Bewegungsvorganges für eine Messung nacheinander zweimal ausgewertet worden. Für die eine Bahnkurve wurde dabei als flugzeugfester Bezugspunkt die Rumpfvorderkante, für die zweite Bahnkurve als flugzeugfester Bezugspunkt die Mitte der Fahrgestellräder gewählt, während die erdfesten Bezugspunkte in beiden Fällen die gleichen sind. Der Verlauf der beiden Bahnkurven ist übereinstimmend der gleiche. Eine durch die zusätzliche Drehung beider flugzeugfester Bezugspunkte um den Schwerpunkt während der Bewegung bedingte Änderung des Bahnverlaufes ist aus dem Verlauf beider Kurven nicht ohne weiteres ersichtlich, im Hinblick auf den geringen Abstand beider Bezugspunkte vom Flugzeug-Schwerpunkt dürfte dieser Einfluß auch verschwindend klein sein.

Eine weitere Bestätigung für die ausreichende Genauigkeit, die das vorliegende Meßverfahren zuläßt, war im Laufe der Versuche noch dadurch gegeben, daß der zeitliche Verlauf der Winkelgeschwindigkeit um die Querachse aus den Aufzeichnungen eines Askania-Winkelgeschwindigkeitsschreibers mitbestimmt werden konnte. Das Meßgerät sollte dabei lediglich erprobt werden. Es wurde zu diesem Zweck bei verschiedenen Flügen mitgeführt und war möglichst nahe dem Schwerpunkt eingebaut. Hierdurch war die Möglichkeit gegeben, die unmittelbaren Aufzeichnungen des Schreibgerätes mit den durch graphische Differentiation des zeitlichen Verlaufes der Längsneigung θ gewonnenen Ergebnissen über den Verlauf von θ , d. i. gleichfalls die Winkelgeschwindigkeit um die Querachse, vergleichen zu können. Zu diesem Zweck mußten allerdings die Aufzeichnungen des Winkelgeschwindigkeitsschreibers entzerrt und auf einen größeren Zeitmaßstab umgezeichnet werden, wodurch eine zusätzliche Fehlerquelle bedingt ist.

⁷⁾ Die hierzu entwickelte Sonder-Ausführung stammt von der Firma A. Jackenkroll, Optische Anstalt, Berlin.

Abb. 8. Zeitlicher Verlauf der Winkelgeschwindigkeit um die Querachse beim Abfangen (Flug Nr. 10, vgl. Abb. 6e).
 a) ermittelt mittels Askania-Winkelgeschwindigkeitsschreibers, und zwar auf größeren Zeitmaßstab umgezeichnet und entzerrt.

b_1 und b_2 aus zeitlichem Verlauf der Längsneigung, und zwar b_1 durch graphische Differentiation nach Slaby, und b_2 durch Differentiationsverfahren mit Hilfe des Askania-Differentiators gewonnen.

In Abb. 8 sind dann vergleichend gegenübergestellt, die Aufzeichnungen während einer Abfangmessung (vgl. Abb. 6e. Flug-Nr. 10), und zwar der zeitliche Verlauf von $\dot{\theta}$

- in Kurve a: aufgezeichnet mit dem Askania-Winkelgeschwindigkeitsschreiber,
- in Kurve b_1 und b_2 : ermittelt durch Differentiation von θ , abhängig von der Zeit (vgl. Abb. 6e, Flug-Nr. 10), und zwar
- in Kurve b_1 : graphisch differenziert nach Slaby-Verfahren,
- in Kurve b_2 : differenziert mit Hilfe des Askania-Differentiators.

Die zeitliche Zuordnung von Kurve a zu Kurve b_1 und b_2 mußte mit Rücksicht auf ihre starke Entzerrung und Vergrößerung des Zeitmaßstabes etwas willkürlich vorgenommen werden. Dabei wurde so vorgegangen, daß der Zeitpunkt des Nulldurchganges nach dem ersten Höchstwert von $\dot{\theta}$ mit dem der beiden anderen Kurven b_1 und b_2 in Übereinstimmung gebracht wurde. Die Schriebe b_1 und b_2 sind dagegen zeitlich genau zugeordnet, und zwar vom Beginn der Verpuffung des Zeitzeichens.

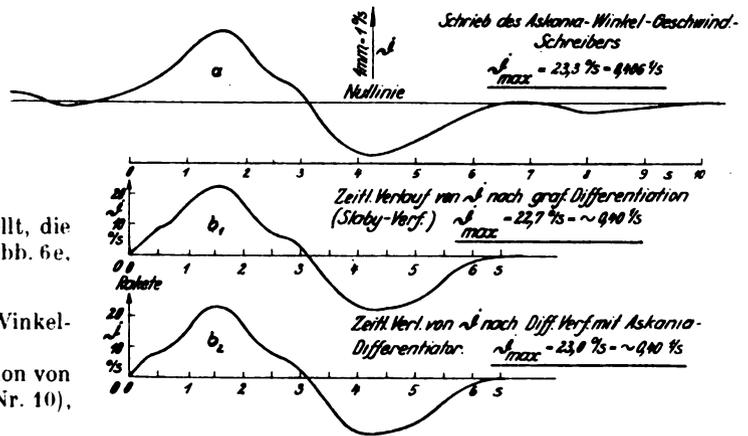
Das Differentiationsverfahren ist stets mit Fehlern behaftet, die jedoch durch exakt genaue Auswertung stark herabgesetzt werden können. So ist z. B. die Übereinstimmung im Verlauf der Kurve b_1 und b_2 durchaus befriedigend, die gehegten Erwartungen sind sogar noch übertroffen worden.

Aber auch der Verlauf von $\dot{\theta}$ in Kurve a stimmt recht gut mit dem der Kurven b_1 und b_2 überein.

Da der zeitliche Beginn der $\dot{\theta}$ -Kurve aus den Aufzeichnungen des Askania-Winkelgeschwindigkeitsschreibers nicht genau bestimmt werden konnte, sind außerdem neben den Höchstwerten von $\dot{\theta}$ die Zeiten t_1 von $+\dot{\theta}_{max}$ bis zum Nulldurchgang, t_2 vom ersten Nulldurchgang bis zum Wert $-\dot{\theta}_{max}$ sowie die Zeiten t_3 von $+\dot{\theta}_{max}$ bis $-\dot{\theta}_{max}$ vergleichend gegenübergestellt (vgl. Zahlentafel 2 und Abb. 8).

Die Übereinstimmung der Meßergebnisse nach Größe und nach zeitlichem Verlauf ist recht befriedigend.

Selbst gewisse Unstetigkeiten der $\dot{\theta}$ -Kurve prägen sich im Verlauf der drei Vergleichskurven in ganz ähnlicher Weise aus. Dieser Vergleich bestätigt im übrigen, daß die Voraussetzungen für die Anwendbarkeit dieses Meßverfahrens hinsichtlich der Meßgenauigkeit wohl als hinreichend er-



füllt gelten dürften. Die Übereinstimmung des Verlaufs der $\dot{\theta}$ -Kurve unter b_1 und b_2 spricht für die Anwendbarkeit des Differentiationsverfahrens nach Slaby, das graphisch sehr einfach und schnell durchzuführen ist, in überzeugender Weise.

V. Zusammenfassung und Besprechung der Ergebnisse.

Neben den in den Abb. 6a bis 6e wiedergegebenen Aufzeichnungen über den zeitlichen Verlauf derjenigen Größen, die den Ablauf des Abfangvorganges kennzeichnen, sind nachfolgend die Größtwerte der im ersten und wichtigsten Teil der Bewegung auftretenden, für die Beanspruchung maßgebenden Größen wie β_H und φ zusammengestellt. Ausgewählt sind eine Reihe von Meßflügen, bei denen der Schaltvorgang beim Abfangen im großen und ganzen stets in gleicher oder doch ähnlicher Weise stetig erfolgt ist. Es liegt in der Natur der Ausführung solcher willkürlich erzwungener Flugbewegungen, daß diese Voraussetzungen nicht immer in gleicher Weise erfüllt sind (z. B. Flug 11 und 10). Der zeitliche Verlauf von β_H zeigt, daß der Steuervorgang in seinem tatsächlichen Ablauf in einigen Fällen recht gut übereinstimmt. Trotzdem können Bewegung und Schaltgeschwindigkeit β_H des Höhenruders weitgehend verschieden sein.

In dem eingangs angeführten DVL-Bericht²⁾ enthält z. B. die Ausgangsgleichung des Steuervorganges in der Einordnung nach Momentenanteilen u. a. als Anteil der aktiven Höhenleitwerksmomente den Ruderanteil. Für den zeitlichen Verlauf des Höhenruderausschlages β_H wird dabei als tatsächlich erfüllt und ohne Rücksicht auf den Verlauf der Steuerkräfte ein sinuswellenförmiger bzw. im Grenzfall linearer Ablauf angenommen. Die Nachprüfung dieser Annahmen und der sich daraus ergebenden Folgerungen auf Grund einiger der vorliegenden Meßergebnisse wird durch eine spätere Untersuchung erfolgen.

Zu den Zahlenwerten (Zahlentafel 3) ist vorerst jedoch schon folgendes zu bemerken. Der Verlauf von φ gibt Aufschluß über den zeitlichen Verlauf der Beanspruchung, denn φ ist proportional der auftretenden Beanspruchung beim Abfangen. Die zeitliche Änderung von φ ist im wesentlichen proportional der Änderung des Anstellwinkels α ; φ_{max} fällt mithin zeitlich zusammen mit dem Größtwert, den α erreicht. Für β_{Hmax} ergeben sich Werte von 0,150 bis 0,25 s⁻¹. Dabei gelten die höheren Zahlenwerte in erster Annäherung für kleineren Längsstabilitätsgrad, entsprechend der weiteren Rückverlegung des Schwerpunktes.

In der eingangs angeführten rechnerischen Untersuchung¹⁾ ist z. B. unter Annahme einer instantanen Änderung des Höhenruderausschlages der zeitliche Verlauf und der Höchstwert der Beanspruchung für ein Abfangen aus senkrechtem Sturzflug und Übergang in einen flachen Gleitflug ermittelt worden. In der allgemeinen Gleichung: $Z/G = \frac{v_0}{g} \cdot \varphi$ (φ im Bogenmaß) ist ferner angenommen, daß sich im Zeitpunkt der größten Beanspruchung (d. i.

Zahlentafel 2. Vergleich von $\dot{\theta}_{max}$ und der Übereinstimmung im zeitlichen Verlauf von $\dot{\theta}$, ermittelt nach verschiedenen Verfahren. (Vgl. Abb. 8.)

Kurve-Nr.	Ermittlungsverfahren für $\dot{\theta}$	$\dot{\theta}_{max}$ o. s.		Zeitdauer t_1 von $+\dot{\theta}_{max}$ bis Nulldurchgang s	Zeitdauer t_2 v. Nulldurchgang bis $-\dot{\theta}_{max}$ s	Zeitdauer t_3 v. $+\dot{\theta}_{max}$ bis $-\dot{\theta}_{max}$ s
		positiv	negativ			
Vgl. Abb. 6e, Flug 10	a Askania Winkelgeschwindigkeitsschreiber	23,3	17,0	1,58	1,17	2,75
	b_1 graph. Different. nach Slaby	22,7	17,5	1,58	1,14	2,72
	b_2 Different. mit Askania Differentiator	23,0	18,0	1,63	1,14	2,77

Zahlentafel 3. β_{Hmax} , φ_{max} und t_N für verschiedene Abfangmessungen mit geänderter Schwerpunktlage und verschieden großem Trägheitsmoment um die Querachse.

Flug-Nr.	11	13	3	4	5	6	9	10
Schwerpunktlage	S_I		S_{II}		S_C		S_R	
r/t_i	0,268		0,296		0,327		0,360	
Trägheitsmoment J_y mkgs ²	409,0		395,5		419,5		430,0	
β_{Hmax}	0 s	6,5	10,0	9,0	11,0	14,5	13,0	12,0
	s ⁻¹	0,1140	0,1750	0,1570	0,192	0,253	0,227	0,2090
erreicht nach*)	s	1,2	0,9	1,1	0,85	1,0	1,0	0,7
φ_{max}	0 s	12,0	16,0	17,0	13,0	17,5	22,0	20,0
	s ⁻¹	0,2090	0,2790	0,2960	0,227	0,305	0,383	0,3500
erreicht nach*)	s	2,5	2,2	2,0	2,2	2,65	2,1	2,0
Nacheilzeit t_N	s	1,3	1,3	0,9	1,35	1,65	1,1	1,3

*) gerechnet von Beginn der Verpuffung der Zeitzeichen.

Zahlentafel 4. $(\frac{Z}{G})_{max}$ bei Abfangen mit gleicher Ruderausschlagänderung in zeitlich ausgedehntem Ablauf bei verschiedenem Längsstabilitätsgrad.

Flug-Nr.	3	9	13	10
Schwerpunktlage r/t_i	—	0,296	0,36	0,268
β_H	Grad	~4,5°	4,3°	~3°
φ_{max}	s ⁻¹	0,296	0,350	0,279
$(\frac{Z}{G})_{max}$	—	1,68	2,15	1,52

bei φ_{max}) die Geschwindigkeit v_0 des anfänglichen Gleichgewichtszustandes nicht geändert hat. Ob und inwieweit dies praktisch zulässig ist, wird auf Grund der hier vorliegenden Meßergebnisse weiter unten noch näher nachgewiesen werden. — Die Rechnungen sind nun für verschiedenen Längsstabilitätsgrad durchgeführt und bringen zahlenmäßige Unterlagen für die schon aus der Momentengleichung für die allgemeine Längsbewegung herzuleitende bekannte Tatsache, daß gleichbleibende Änderung des Ruderausschlages bei kleinerem Stabilitätsgrad größere Beanspruchungen hervorruft als bei größerem Stabilitätsgrad⁸⁾.

Da die vorliegenden Messungen eines durchaus ähnlichen Bewegungsvorganges mit verschiedenem Grad an Längsstabilität durchgeführt worden sind, ist es nahelegend, die Ergebnisse unter Bezug auf diese Tatsache noch einer näheren Nachprüfung in dieser Richtung hin zu unterziehen.

Die Werte für φ_{max} sind in der Zahlentafel 3 zusammengestellt; sie sind für verschiedenen Längsstabilitätsgrad offensichtlich verschieden, obwohl die Änderungen der Ruderausschläge in mehreren Einzelfällen nahezu gleich groß, die Schaltvorgänge außerdem auch wenig voneinander verschieden sind. Es ist nun versucht worden, die die Größe der Beanspruchung kennzeichnenden Werte von $(\frac{Z}{G})_{max}$ für verschiedene Messungen mit verschiedenem Stabilitätsgrad (entsprechend verschiedenen Schwerpunktlagen), jedoch bei ziemlich gleichem Schaltvorgang und gleich großen Änderungen des Ruderausschlages des Ausgangsgleichgewichtszustandes zu errechnen. Die Ergebnisse dieser Rechnung sind in Zahlentafel 4 zusammengestellt.

Man ersieht daraus ohne weiteres, daß z. B. das Ergebnis der Rechnung von Fuchs und Blenk hier seine Bestätigung erfährt, obwohl einige ihrer Annahmen, wie z. B. über den Schaltvorgang, hier nicht in gleicher Weise erfüllt sind.

⁸⁾ Vgl. Fuchs und Hopf, Aerodynamik, III. Kap., S. 347.

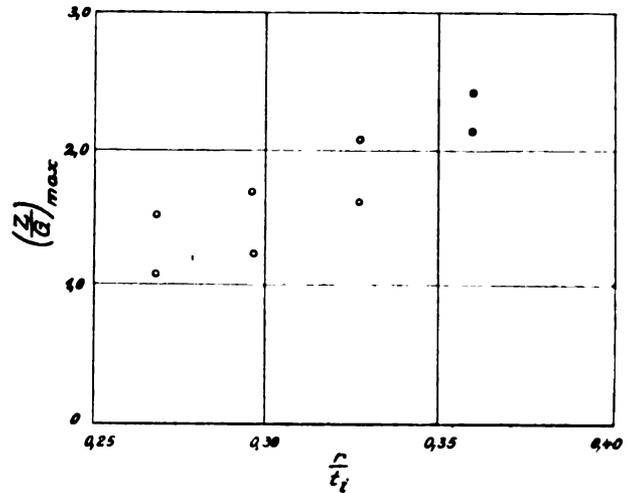


Abb. 9. $(\frac{Z}{G})_{max}$ abhängig von der Schwerpunktlage $\frac{r}{t_i}$.

Trägt man $(\frac{Z}{G})_{max}$ über der Schwerpunktlage auf (s. Abb. 9) — hier sind dabei alle Meßergebnisse berücksichtigt, jedoch ist die Forderung gleicher Änderung des Höhenruderausschlages in gleichem zeitlich ausgedehntem Ablauf nicht immer streng erfüllt — so ergibt sich wiederum eine ganz eindeutige Abhängigkeit der Beanspruchung $(\frac{Z}{G})_{max}$ von der Größe der Längsstabilität dergestalt, daß bei kleinerem Längsstabilitätsgrad größere Beanspruchungen auftreten.

Der weiteren späteren Untersuchung wird die Aufgabe zufallen, dem zeitlichen Verlauf der Beanspruchung auf Grund des zeitlichen Ablaufs von Schalt- und Steuervorgang näher nachzugeben.

Der Verlauf von β_H und $\dot{\varphi}$ ist abweichend und vor allem zeitlich verschieden. Die zeitliche Phasenverschiebung ist hier mit der Nacheilzeit t_N bezeichnet. Sie ist hauptsächlich bedingt durch die Wirkung der Massenträgheit. Daneben spielt auch der Einfluß der Drehung um die Querachse dampfenden Flugzeugbauteile eine nicht unwesentliche Rolle. Die Zahlenwerte von t_N liegen zwischen rd. 1,0 bis 1,6 s, jedenfalls im Mittel noch über 1 s. Aus der Größe der Nacheilzeiten sowie aus dem zeitlichen Verlauf und aus den Unterschieden von φ und β_H erkennt man ohne weiteres die starke Wirkung des Massenträgheitsmomentes im ersten Ablauf der Bewegung. Da das Trägheitsmoment um die Querachse nur in geringem Umfang geändert werden konnte, sind aus dieser Zusammenstellung Anzeichen über den Einfluß der Änderung des Trägheitsmomentes auf den Bewegungsvorgang nicht so ohne weiteres ersichtlich.

In der unter 1) und 2) angeführten rechnerischen Untersuchungen ist ferner angenommen, daß wesentliche, das Kräftegleichgewicht in bahntangentialer Richtung beeinflussende Geschwindigkeitsänderungen nicht auftreten. Aus den vorliegenden Untersuchungen ergeben sich für die Änderung der Bahngeschwindigkeit in einzelnen Zeitabschnitten die in Zahlentafel 5 angegebenen Werte.

Ein Vergleich der Zahlenwerte läßt erkennen, daß die Bahngeschwindigkeit v sich kaum ändert, abgesehen von einigen Ausnahmen, die wahrscheinlich durch den nicht stetigen Ablauf des Steuervorganges bedingt sind. Im Zeitpunkt φ_{max} ist die Bahngeschwindigkeit in den meisten Fällen um höchstens 3 vH der Geschwindigkeit v_0 des Ausgangsgleichgewichtszustandes vermindert. Die in rechnerischen Untersuchungen gemachte Annahme, daß in dem für den ersten Ablauf der Bewegung als maßgeblich anzusehenden Flugbereich die Geschwindigkeit unverändert bleibt, erfährt somit eine ausreichende Bestätigung.

Zahlentafel 5. Bahngeschwindigkeit v und ihre zeitliche Änderung im ersten Ablauf der Abfangbewegung.

Flug-Nr.	11	13	3	4	5	6	9	10	7	8
Schwerpunkt- lage	S_1		S'_1		S_2		$S_B^*)$		S'_B	
r/t_i	0,268		0,296		0,327		0,36		0,373	
$\beta_{H_0}^*)$ Grad	0°	0°	-0,5°	-0,5°	-1,3°	-1,3°	-2,3°	-2,0°	-2,5°	-2,0°
v_0 m/s	52,0	53,5	55,5	53,5	52,5	52,5	60,5	62,0	51,5	49,0
v (nach 1 s) . . . m/s	52,0	53,5	55,5	53,5	52,5	52,5	60,5	62,0	51,5	48,5
v (nach 2 s) . . . m/s	51,4	53,5	55,0	53,0	52,0	51,5	58,5	57,5	51,5	47,0
v (nach 3 s) . . . m/s	46,0	52,0	51,5	49,0	50,0	47,0	51,0		50,5	45,0
v für $\dot{\gamma}_{\max}$. . . m/s	47,5	53,5	55,5	52,0	51,0	51,5	58,5	< 56,0	51,0	45,0
	$= 0,92 \cdot v_0$	$= 1,0 \cdot v_0$	$= 0,99 \cdot v_0$	$= 0,97 \cdot v_0$	$= 0,97 \cdot v_0$	$= 0,98 \cdot v_0$	$= 0,97 \cdot v_0$	$= 0,9 \cdot v_0$	$= 0,99 \cdot v_0$	$= 0,93 \cdot v_0$

*) β_H positiv in Richtung „Ziehen“ (β'_H — Ruderausschlag des Ausgangs-Gleichgewichtsstaudrucks).

Als im Zusammenhang mit dem Meßverfahren stehend, mag noch auf einen Umstand hingewiesen werden. Die Einhaltung der gleichen Geschwindigkeit und Gasdrosselstellung im Ausgangsgleichgewichtszustand wurde nach Möglichkeit angestrebt. Für eine Reihe von Flügen ist die Ausgangsgeschwindigkeit v_0 auch angenähert gleich (s. Zahlentafel 5, Flug, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 11, 13). Zu verschiedenen Graden der Längsstabilität, im vorliegenden Falle erreicht durch verschiedene Schwerpunktrücklagen, gehören zum gleichen c_a -Wert auch verschiedene Höhenruderausschläge β_H . Da auch die Unterschiede im Fluggewicht, bedingt durch die Anforderungen an die Lastverteilung zum Zweck der Schwerpunktverlegung und Änderung des Trägheitsmomentes um die Querachse, weniger als 10 vH betragen, kann wohl mit gewisser Berechtigung der gleiche c_a -Wert für die Ausgangs-Gleichgewichtslage als vorhanden angesehen werden. Nun ist bekannt, daß im linearen Bereich der Abhängigkeit des Ruderausschlages vom c_a -Wert auch $d\beta_H/dc_a$ als Maß für die Ruderempfindlichkeit abhängig von der Schwerpunktrücklage linear verläuft. Im vorliegenden Fall ist c_a konstant. Mithin müßte β_H abhängig von der Schwerpunktrücklage (r/t_i) linear verlaufen. In Abb. 10 ist β_{H_0} , der Höhenruderausschlag des Ausgangs-Gleichgewichtszustandes bei gleichbleibender Flossenstellung (s. a. Zahlentafel 4) abhängig von r/t_i aufgetragen. Aus dem Verlauf der Ruderausschlagkurven ist zu ersehen, daß diese Forderung tatsächlich erfüllt ist. Streuungen der einzelnen Meßwerte sind in erster Linie damit zu erklären, daß gewisse Staudruckunterschiede im Ausgangszustand doch vorhanden gewesen sind.

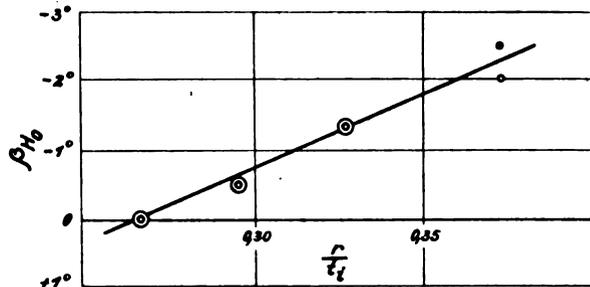


Abb. 10. Höhenruderausschlag β_{H_0} des Ausgangs-Gleichgewichtszustandes, abhängig von der Schwerpunktlage.

Die Auswertung der vorliegenden Meßergebnisse in der Richtung hin, die den Bewegungsvorgang kennzeichnenden Einzelgrößen in ihrem zeitlichen Ablauf mit den Annahmen rechnerischer Untersuchungen zu vergleichen und entsprechend weiter zu verfolgen, ist nicht Aufgabe des vorliegenden Berichtes, der sich im wesentlichen auf Mitteilung des Meßverfahrens und der weiteren Auswertung der Meßergebnisse beschränken soll. Rechnerischen Untersuchungen

solcher Bewegungsvorgänge haften aber gerade in den Annahmen, z. B. über die Art und Weise des Steuer- und Schaltvorganges, gewisse Willkürlichkeiten besonders deshalb an, weil meist auf diese besonderen Voraussetzungen zugeschnittene Ergebnisse über Großversuche kaum vorliegen. Vielfach wird erst nach Abschluß der rechnerischen Untersuchungen durch Flugversuche eine Berechtigung der angenommenen Voraussetzungen nachgeprüft. Größe und Verlauf des Schaltvorganges sind jedoch von besonders einschneidendem Einfluß auf den zeitlichen Verlauf und die Größtwerte der Beanspruchungen. In den unter 1) und 2) angeführten rechnerischen Untersuchungen über das Abfangen ist z. B. sowohl mit der Annahme einer instantanen Änderung des Ruderausschlages des Ausgangs-Gleichgewichtszustandes um einen bestimmten Wert als auch mit zeitlich ausgedehntem Ablauf gleichmäßig oder periodisch wechselnd verlaufender Schaltvorgänge gerechnet. Diese Annahmen durch Flugmessungen zu belegen, war Aufgabe der Versuche. Über das Ergebnis einer weitergehenden, auf diesen Meßergebnissen und Versuchsunterlagen aufbauenden Einzeluntersuchung wird in einem späteren Bericht Mitteilung gemacht werden.

Abgeschlossen am 15. 2. 1933.

Untersuchung von Reibungsschichten am fliegenden Flugzeug.

Von J. Stüper, Göttingen.

Mitteilung aus der Aerodynamischen Versuchsanstalt der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft, Göttingen.

Einleitung und Problemstellung.

In letzter Zeit ist mit Aussicht auf Erfolg die Lösung der Aufgabe in Angriff genommen, die Eigenschaften eines Tragflügels rechnerisch vollständig zu erfassen¹⁾. Die Potentialtheorie liefert zwar Aussagen über die Druckverteilung und damit über die Größe des Auftriebs, Werte, die sich im Vergleich mit dem Experiment als zu groß herausstellten²⁾. Der Widerstand aber, die Verminderung des Auftriebs durch den Widerstand, das Abreißen der Strömung werden erst erfaßt durch die Berücksichtigung des Reibungseinflusses auf den Flügel. Die Reibungsvorgänge spielen sich ja in einer flügelnahen Schicht, der sog. Reibungsschicht ab. Außerhalb dieser Schicht gelten die Gesetzmäßigkeiten der Potentialtheorie. Experimentelle Untersuchungen der Reibungsschicht an Modellflügeln sind verschiedentlich ausgeführt³⁾. Van der Hegge Zijnen untersuchte mit Hilfe einer Hitzdrahtsonde die Geschwindigkeitsverteilung in der Nähe eines Flügels von 0,5 m Tiefe; Fage und Falkner studierten die Reibungsschichtvorgänge an einem symmetrischen Profil (Tiefe 1,008 m) mit Gesamtdruckröhren verschiedener Art. Gruschwitz führte Messungen aus an einem Flügelmodell von 0,4 m Tiefe; er hat aus den Ergebnissen seiner Untersuchungen Rechenvorschriften zur numerischen Bestimmung von turbulenten Reibungsschichten hergeleitet.

Im Zusammenhang mit den erwähnten Arbeiten lag ein großes Interesse vor, die Vorgänge in der Reibungsschicht an einem Flügel eines fliegenden Flugzeugs messend zu verfolgen. Es gibt bereits eine derartige Untersuchung von Cuno⁴⁾. Mit einem Staudruckrechen aus 10 Röhren, der längs eines Flügelquerschnittes verschoben wurde, versuchte er die Geschwindigkeitsverteilung in Flügelnähe zu bestimmen. Diese Versuche geben zwar ein Bild über den Verlauf der Reibungsschicht; ihre Genauigkeit reicht aber nicht aus, um daraus weitergehende Folgerungen ziehen zu können.

Aufgabe der vorliegenden Untersuchung war es, möglichst genaue und einwandfreie Angaben über den Verlauf und die Eigenschaft der Reibungsschicht am Flügel eines fliegenden Flugzeugs zu gewinnen. Weiterhin sollte der Übergang des laminaren Strömungszustandes in den turbulenten sowie eine etwaige unmittelbare Abhängigkeit der turbulenten Reibungsschicht von der Reynoldsschen Zahl studiert werden. Ferner sollen die bisherigen theoretisch-numerischen Methoden zur Berechnung von Reibungsschichten an Hand des Versuchsmaterials geprüft werden.

Versuchsanordnung.

Zur Verfügung stand ein Flugzeug vom Muster Klemm L 26 Va mit 110 PS-Argus-Motor; es handelt sich um einen freitragenden Tiefdecker von 13 m Spannweite. Der Geschwindigkeitsbereich beträgt etwa 90 bis 165 km/h. Die Versuchsanordnung zeigt Abb. 1. Bis auf das kleine Staurohr *a* ist die gesamte Apparatur in das Innere des Flügels eingebaut, um die Strömung nicht zu stören. Das Stau-

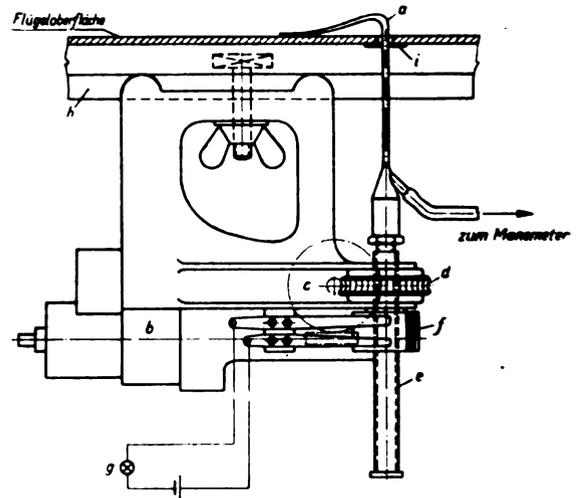


Abb. 1. Versuchsanordnung: *a* Staurohr, *b* Elektromotor, *c* Schneckengetriebe, *d* Spindelmutter, *e* Spindel, *f* Kontaktscheibe, *g* Signalanlage, *h* Führungsschienen, *i* Gummidichtung.

rohr besteht aus einer Stahlröhre von 0,7 mm äußerer und 0,5 mm innerer Weite; die Meßöffnung ist flachgedrückt zu einer Ellipse, deren kleine Achse (0,3 mm innere Weite) senkrecht zur Flügeloberfläche steht. Gesteuert wird das Staurohr durch einen Elektromotor *b*. Der Motor treibt über das doppelte Schneckengetriebe *c* die Spindelmutter *d*. Eine volle Umdrehung dieser Spindelmutter hebt die Spindel *e* um einen Millimeter; durch Umschalten des Motors kann die Spindel entsprechend gesenkt werden. Auf dem Kopf der Spindel ist durch eine Gegenmutter gesichert das Staurohr *a* befestigt. Mit der Spindelmutter *d* ist eine Kontaktscheibe *f* verbunden, die bei jeder halben Umdrehung ein Lichtsignal *g* gibt. Die gesamte Apparatur konnte längs der Schienen *h* verschoben und an jeder Stelle festgeklemmt werden. Die Schienen waren mit dem Sperrholz der Flügeloberfläche fest verbunden; hierdurch konnte erreicht werden, daß der Abstand zwischen der Meßstelle des Staurohrs und der Flügeloberfläche auch dann konstant bleibt, wenn die Luftkräfte die Oberfläche deformieren. Vor jeder Messung wurde der Apparat an die gewünschte Stelle gebracht, das Staurohr von innen durch die Durchbohrung der Flügeloberfläche hindurchgezogen und auf dem Spindelkopf festgeschraubt. Um den Einfluß der Öffnung im Flügel zu vermeiden, wurde die Durchbohrung mit der Gummischeibe *i* abgedichtet. Vergleichende Versuche mit und ohne Gummibündelung ergaben jedoch keine meßbaren Unterschiede, was wohl auf den sehr geringen Spielraum des Staurohrs in der Durchbohrung (0,2 bis 0,4 mm) zurückzuführen ist. Die nicht benutzten Anbohrungen waren stets durch Plastilin verkittet. Der Meßquerschnitt wurde so gelegt, daß die Strömung durch Propellerstrahl und Querruder möglichst nicht gestört ist, Abb. 2. Um eine Profiländerung durch die Luftkräfte zu verhindern, wurde der ganze Flügelquerschnitt in einer Breite von 1,10 m mit Sperrholz überzogen; weiterhin trugen die Schienen *h*, die ja als sehr feste Flügelrippe anzusprechen sind, wesentlich zur Erhaltung des Profils bei. Die Oberfläche wurde durch mehrfaches Lackieren und Abschmirgeln mit allerfeinstem Schmirgel möglichst glatt gemacht. Um nicht bei etwaigem Abstauben die Oberfläche zu verkratzen, wurde der Meßquerschnitt bei Ruhe stets zugedeckt und so vor Einstauben geschützt.

Die Steuerung des Elektromotors und die Bestimmung der Staudrücke erfolgte im Beobachtersitz; die Einrichtung

¹⁾ A. Betz, Theoretische Berechnung von Tragflügelprofilen, Z. f. M. 24 (1933), S. 437. J. Stüper, Auftriebsverminderung eines Flügels durch seinen Widerstand, Z. f. M. 24 (1933), S. 439.

²⁾ A. Betz, Untersuchung einer Joukowskyschen Tragfläche, Z. f. M. 6 (1915), S. 173.

³⁾ B. G. van der Hegge Zijnen, Some experiments on the distribution of velocity, pressure and total-head in the neighbourhood of an aerofoil for two-dimensional flow (Auszug aus Band IV der „Comptes rendus du IV^e congrès international de la navigation aérienne“), Rom 1928, S. 5. A. Fage und V. M. Falkner, An experimental determination of the intensity of friction on the surface of an aerofoil, Reports and memoranda No. 1315, London 1930. E. Gruschwitz, Die turbulente Reibungsschicht in ebener Strömung bei Druckabfall und Druckanstieg, Ing.-Arch. 2 (1931), S. 321.

⁴⁾ O. Cuno, Experimentelle Untersuchung der Grenzschichtdicke und Verlauf längs eines Flügelquerschnittes, Z. f. M. 23 (1932), S. 189.

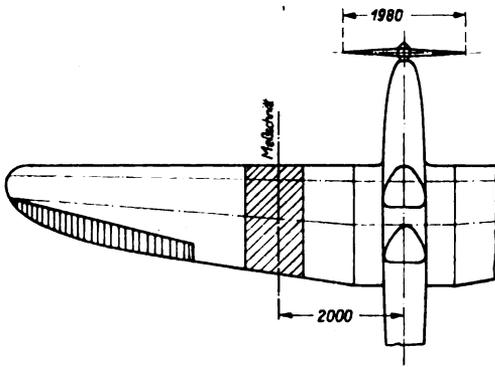


Abb. 2. Lage des Meßquerschnitts am Flugzeug.

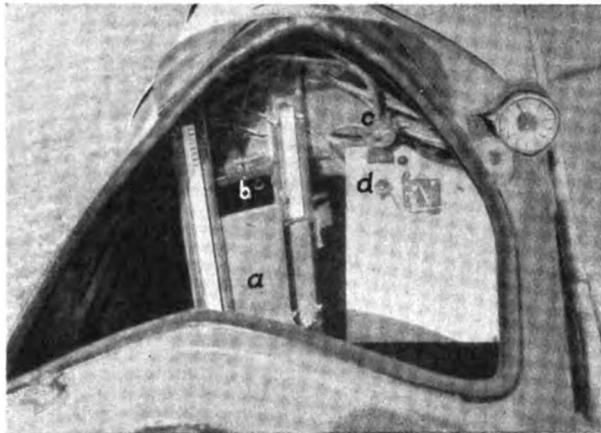


Abb. 3. Beobachtersitz: a Manometer, b kardanische Aufhängung, c Umschalter für die Manometer, d elektrische Schalter und Signallampen.

zeigt Abb. 3. Bei a sieht man zwei verschieden lange U-Rohr-Manometer mit Alkoholfüllung; die Manometer sind bei b kardanisch aufgehängt. Die Schwingungen des Geräts, verursacht durch die Motorvibrationen, wurden durch passend gewählte Dämpfungen (Lagerung in Gummi, Reibungsdämpfung) unterdrückt. Die Einstelldauer der Manometer betrug etwa 10 bis 20 Sekunden. Bei c kann das Staurohr auf das lange oder kurze Manometer umgeschaltet werden; die Schalter für den Elektromotor und die Signallampen sind bei d angebracht. Die elektrische Anlage erhielt ihren Strom von einem 6-V-Akkumulator, der im Gepäckraum des Flugzeugs untergebracht war.

Durchführung der Versuche.

Die Versuchsflüge mußten mit konstantem Staudruck unter Einhaltung einer bestimmten Höhe durchgeführt werden. Der Staudruck wurde mit einer Bruhnschen Düse (Venturirohr) gemessen. Die Trägheit dieses Anzeigeräts führte im Anfang der Vorversuche dazu, daß man durch Übersteuern Schwingungen um den gewünschten Staudruckwert herum ausführte. Erst durch Vornahme einer willkürlichen »Dämpfung« in den Steuerbewegungen ließ sich eine konstante Staudruckanzeige für längere Zeit erfliegen. Durch zunehmende Übung gelang es schließlich, die Genauigkeit und Konstanz in der Anzeige des Staudruckmessers bis zu dem erforderlichen Grad ($\pm 0,5\%$) zu steigern.

Die jeweilige Flughöhe wurde so festgelegt, daß alle Flüge in konstanter Luftdichte ($\rho = 0,110 \frac{\text{kg/s}^3}{\text{m}^3}$) stattfanden; unter Berücksichtigung der Abhängigkeit des Wertes ρ von der Temperatur und dem Barometerstand b konnte zu jedem Flug ein Wert von b als Maß für die Flughöhe angegeben werden. Der Wert von b wurde bestimmt und innegehalten durch ein normales, entsprechend umgebautes

Aneroidbarometer⁵⁾, das im Führersitz aufgehängt war. Dieses Instrument diente mit seiner Empfindlichkeit gegen Höhenänderungen gleichzeitig als Variometer, um so in der gewünschten Höhe genau horizontal zu fliegen.

Die Meßflüge wurden bei völlig ruhigem Wetter (Windstille) ausgeführt und nur sehr früh morgens und spät abends zur Vermeidung von Störungen durch Thermik und andere Einflüsse. Im Anfang der Versuche wurden an einer Meßstelle die Messungen so lange wiederholt, bis die Reproduzierbarkeit der Werte innerhalb der erreichbaren Genauigkeitsgrenzen erwiesen war. Durch diese und ähnliche Vorversuche konnte gleichzeitig ein sehr gutes Einspielen der Besatzung (Beobachter: cand. phys. H. Otterbach, Führer: Verfasser) aufeinander erzielt werden, was für die Güte der Messungen unbedingt erforderlich ist.

An jeder Anbohrung wurden in einem Flug die Meßreihen für vier verschiedene Geschwindigkeiten aufgenommen. Bei den Versuchen auf der Saugseite konnte, soweit durch Augenschein möglich, keine Änderung der Oberfläche festgestellt werden; auch erlitt das Staurohr durch die Luftkräfte keine Verbiegung. Bei den dickeren Reibungsschichten wurde ein längeres Staurohr benutzt, das im Schaft verstärkt und durch einen angelöteten Blechstreifen biegesteif gemacht war. Der Verlauf des statischen Drucks über das Flügelprofil wurde an Anbohrungen bestimmt. Durch Versuche konnte festgestellt werden, daß sich der statische Druck im Beobachtersitz durch die Umströmung des Rumpfes nicht merklich ändert. Ein solcher Einfluß wäre auch für das Studium der Reibungsschichten bedeutungslos, da er durch Differenzbildung verschwindet (s. u.). Die Dichtigkeit der Druckmeßanlage wurde während der Versuche des öfteren geprüft. Alle Messungen, die einen Schein von Unwahrscheinlichkeit in sich trugen, wurden wiederholt. Um möglichst immer mit den gleichen c_a -Werten zu fliegen, wurde darauf geachtet, daß jeder Flug mit gleicher Zuladung (Brennstofffüllung, usw.) ausgeführt wurde.

Da alle Meßflüge nach Möglichkeit wie geschildert unter gleichen Bedingungen ausgeführt wurden, konnte erwartet werden, daß sich die bei verschiedenen Flügen gemessenen Geschwindigkeitsprofile ohne allzu große Streuung aneinanderreihen.

Auswertung der Versuche:

Benutzte Formelzeichen:

- x = Abwicklung des Profils, Nullpunkt ist der vorderste Punkt des Profils;
- y = Ordinate senkrecht zur Flügeloberfläche;
- u = Geschwindigkeit in der Reibungsschicht;
- U = Geschwindigkeit außerhalb der Reibungsschicht;
- U_∞ = Geschwindigkeit des Flugzeugs zur ruhenden Luft;
- p_0 = Druck der ruhenden Luft;
- q_0 = Staudruck der ungestörten Strömung ($= \rho/2 U_\infty^2$);
- p = Differenz des statischen Drucks gegenüber dem Druck der ungestörten Luft (im Beobachtersitz);
- g = Differenz des Gesamtdrucks gegenüber dem Druck der ungestörten Luft (im Beobachtersitz);
- δ = Impulsdicke der Reibungsschicht ($= \int_0^\delta \frac{\rho(U-u)u}{U^2} dy$);
- η = Formparameter, s. Gruschwitz, a. a. O.;
- t = Flügeltiefe, ($= 180$ cm);
- ν = kinematische Zähigkeit, ($\approx 0,165$ cm²/s);
- c_a = Auftriebsbeiwert für das Profil an der Stelle des Meßquerschnitts;
- q = Staudruck außerhalb der Reibungsschicht ($= \rho/2 U^2$);
- g_1 = Differenz des Gesamtdrucks an der Stelle $y = \delta$ gegenüber dem Druck der ungestörten Luft.

Es wurden vier Meßreihen I, II, III und IV bei den Geschwindigkeitsanzeigen 100, 120, 140 und 160 km/h ausgeführt. Um die zu diesen Meßreihen gehörenden wahren

⁵⁾ Für die Überlassung dieses Instruments bin ich der Firma W. Lambrecht, Göttingen, zu Dank verpflichtet.

Geschwindigkeiten U_∞ zu ermitteln, wurde die Düse (Venturirohr) und das Anzeigergerät im Windkanal geeicht. Der Einfluß der Flügelströmung auf die Anzeige des Geräts ist durch Rechnung berücksichtigt worden⁶⁾. Zu den einzelnen Meßreihen ergaben sich schließlich die in Zahlentafel 1 zusammengestellten Werte.

Zahlentafel 1.

Meßreihe	U_∞		$\frac{U_\infty t}{y}$ 10 ⁴	c_n	q_0 kg/m ²
	km/h	m/s			
I	96,6	26,84	2,82	0,91	39,6
II	118,2	33,2	3,62	0,55	60,7
III	140,5	39,0	4,26	0,40	83,8
IV	161,0	44,7	4,88	0,31	110,0

Mit Hilfe des Staurohrs wurde bei den Messungen der Wert von g bestimmt, der außerhalb der Reibungsschicht in den Wert q_0 übergeht. Die Tatsache, daß bei einer Meßreihe an jeder Stelle außerhalb der Reibungsschicht der gleiche Staudruck q_0 herrscht, bringt einen Vorteil: die Grenze der Reibungsschicht wird nicht etwa durch das Konstantwerden der Werte g angezeigt, was bei stark asymptotischem Übergang sehr ungenau wäre, sondern eben durch das Erreichen des Wertes q_0 , der ja für jede Meßreihe bekannt ist.

Es besteht die Beziehung:

$$q/2 u^2 + p - g$$

und mit

$$q/2 U_\infty^2 = q_0$$

ergibt sich für die Geschwindigkeitsverteilung in der Reibungsschicht

$$\frac{u}{U_\infty} = \sqrt{\frac{g - p}{q_0}}$$

Die Werte von g , p und q_0 sind aus den Messungen bekannt. Den Verlauf des statischen Drucks p/q_0 über den Flügelquerschnitt zeigt Abb. 4. Der verhältnismäßig glatte Druckverlauf berechtigt zu der Annahme, daß die Profilkontur

⁶⁾ W. Repenthin, Untersuchung über die Veränderung der Windgeschwindigkeit bei Umströmung eines Flügelprofils, Z. f. M. 20 (1929), S. 341.

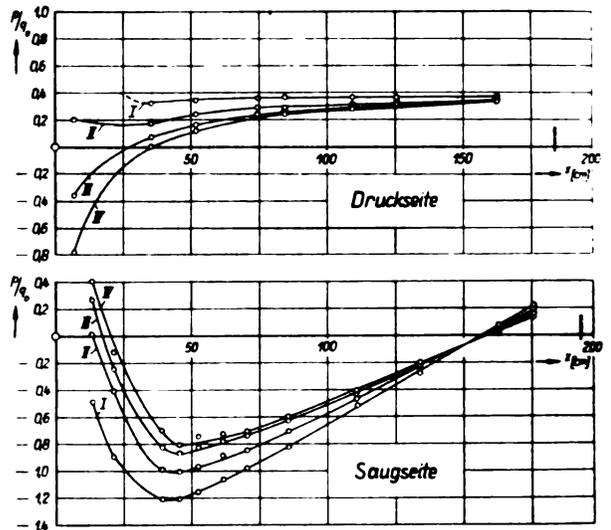


Abb. 4. Druckverteilung über den Meßquerschnitt.

durch die Luftkräfte nicht gestört ist. In den Abb. 5 bis 8 sind die am Flügel gemessenen Geschwindigkeitsprofile der Reibungsschicht wiedergegeben. Nach oben ist die durch die Fluggeschwindigkeit U_∞ dimensionslos gemachte Geschwindigkeit u aufgetragen über der Ordinate y , die zur Flügeloberfläche senkrecht steht. Die ersten Profile auf der Saugseite sind laminar; dann erfolgt der Übergang zu den charakteristischen turbulenten Geschwindigkeitsprofilen. Bei den Messungen auf der Druckseite ist bei Meßreihe II, III und IV das erste Profil laminar. Bei Meßreihe I konnte an dieser Anbohrung nicht mit hinreichender Genauigkeit gemessen werden; anscheinend ist der Grund hierfür die Nähe des Staupunktes.

Der Übergang laminar-turbulent.

Die Stelle des Übergangs laminar-turbulent auf der Saugseite steht in sehr guter Übereinstimmung mit den Modelluntersuchungen von van der Hegge-Zijnen⁷⁾, Fage und Falkner⁷⁾ und Gruschwitz⁷⁾. Es zeigt sich,

⁷⁾ a. a. O.

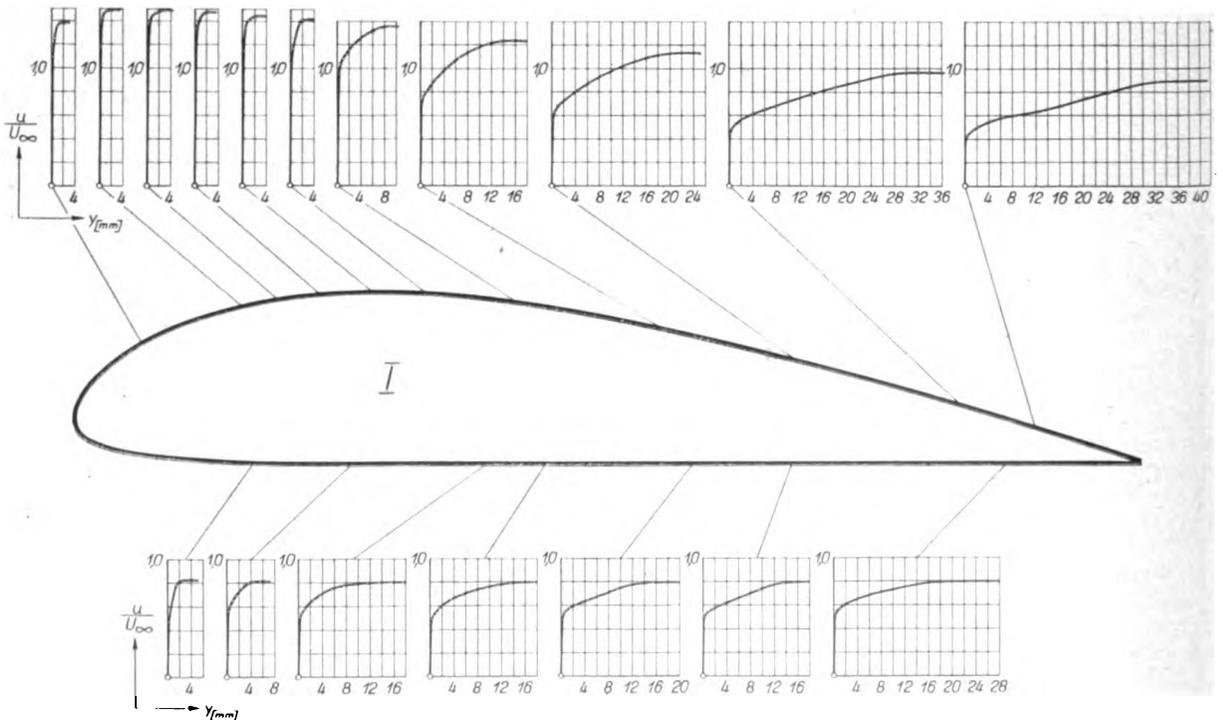


Abb. 5. Geschwindigkeitsprofile; Meßreihe I.

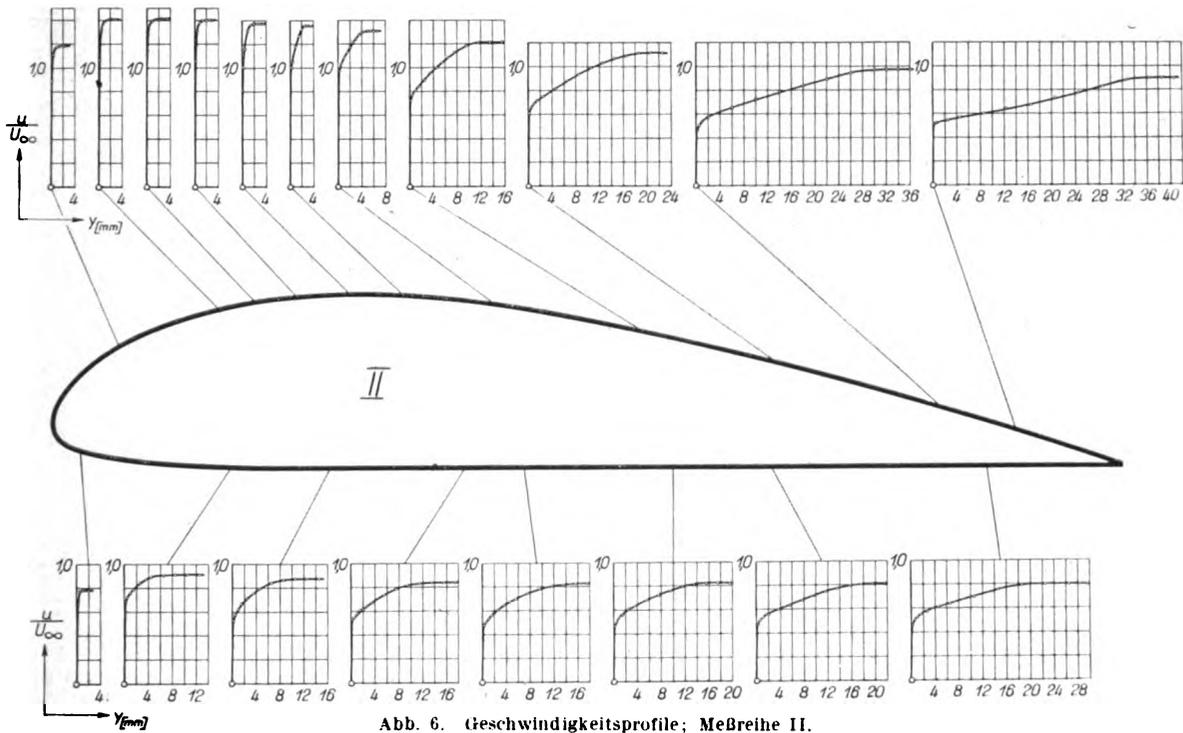


Abb. 6. Geschwindigkeitsprofile; Meßreihe II.

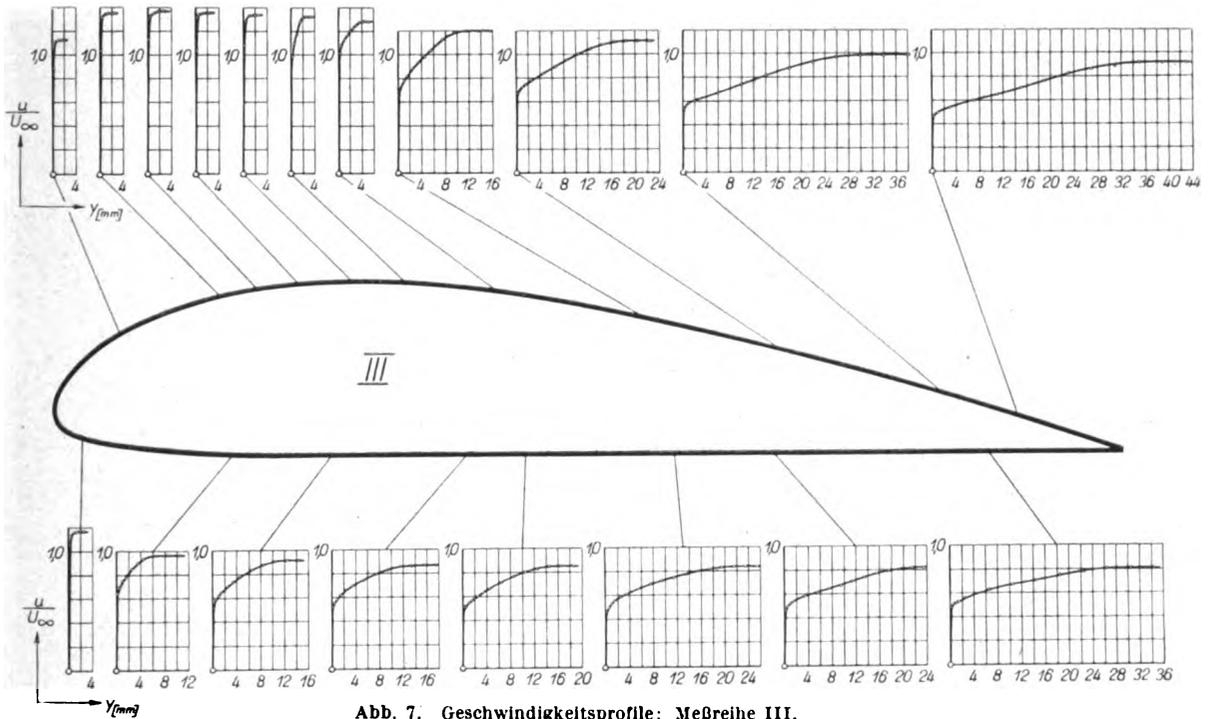


Abb. 7. Geschwindigkeitsprofile; Meßreihe III.

daß der Übergang etwa 0,1 bis 0,3 t von der Profilverdickung stattfindet. Die Annahme, daß bei Flugzeugflügeln oder -rudern die Turbulenz in unmittelbarer Nähe der Flügel Nase beginne⁹⁾, kann nur zu sehr rohen Abschätzungen benutzt werden; bei der Rechnung des Reibungsschicht einflusses auf die Flügeigenschaften darf diese Tatsache unter keinen Umständen vernachlässigt werden. Die Messungen stehen auch in gutem Einklang mit den bisherigen numerisch-theoretischen Untersuchungen über die Übergangsstelle¹⁰⁾. Die Reynoldsschen Zahlen des Überganges ($R = \frac{U(x) \theta(x)}{\nu}$)

liegen in dem von Gruschwitz¹⁰⁾ angegebenen Bereich zwischen 250 und 650. Die Wanderung der Übergangsstelle bei den verschiedenen Meßreihen ist nur sehr gering. Die Verkleinerung des Anstellwinkels würde die Übergangsstelle nach hinten verschieben, während die größere Reynoldssche Zahl ($\frac{U_\infty t}{\nu}$) eine Verschiebung nach vorn hervorruft. Im Endresultat kommt bei den Meßreihen mit steigender Geschwindigkeit eine geringe Verschiebung der Übergangsstelle nach vorn heraus.

Auf der Druckseite konnte die Stelle des Übergangs leider nicht genau genug bestimmt werden, da die Lage

⁹⁾ H. Müller, Der Reibungswiderstand umströmter Körper, Wert-Reederei-Hafen 13 (1932), S. 54.

¹⁰⁾ J. Stüper, a. a. O., S. 440.

¹⁰⁾ E. Gruschwitz, Über den Ablösungsvorgang in der turbulenten Reibungsschicht, Z. f. M. 23 (1932), S. 308.

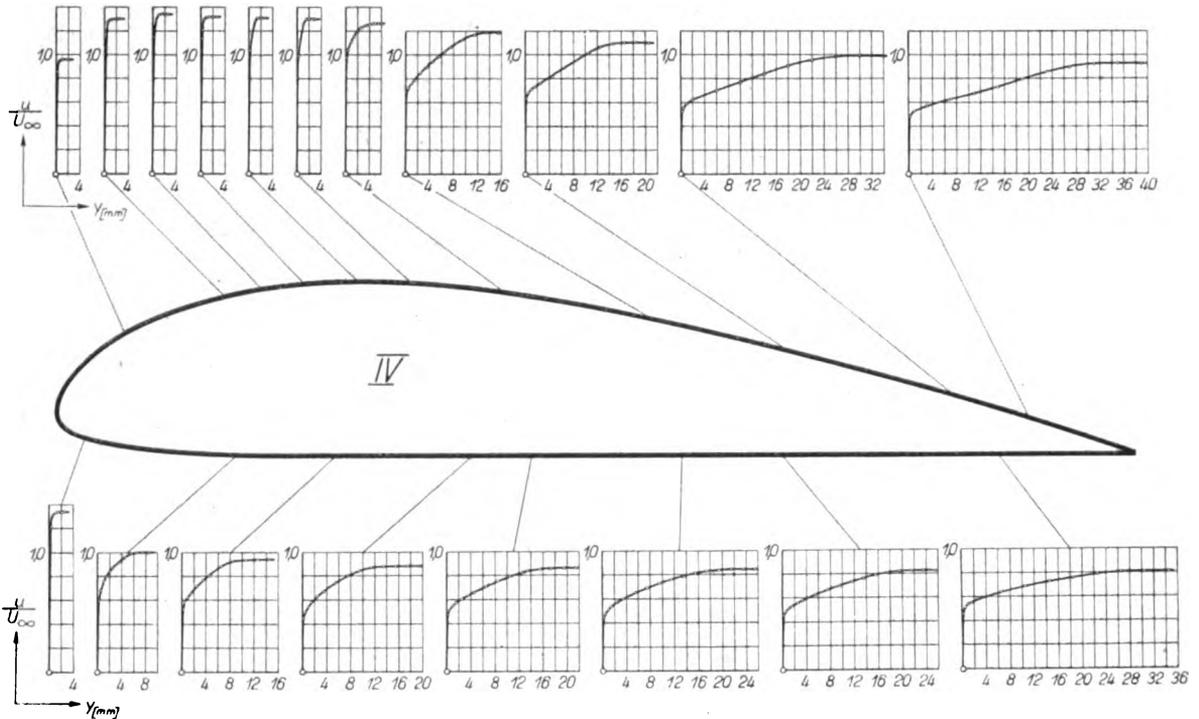


Abb. 8. Geschwindigkeitsprofile; Meßreihe IV.

des Vorderholms eine passende Verschiebung des Apparates nicht zuließ. Doch ist aus den vorliegenden Messungen auf der Druckseite zu ersehen, daß bei den vorkommenden Anstellwinkeln der Übergang früher stattfindet als auf der Saugseite, wie auch die oben angeführten Rechnungen des Verfassers verlangen.

Über den Mechanismus des Übergangs laminar-turbulent, seine Abhängigkeit vom Druckverlauf und der Reynoldsschen Zahl ist zur Zeit eine größere experimentell-theoretische Untersuchung in Gang, in der auch das hier vorliegende Meßmaterial verarbeitet wird.

Vergleich zwischen Messung und Rechnung.

Es lag nahe, die vorliegenden Messungen mit den Rechenvorschriften von Gruschwitz¹¹⁾ für die turbulenten Reibungsschichten zu vergleichen. Er hat in seinen Rechnungen zwei Parameter eingeführt, θ und η , wobei θ ein Maß für die Reibungsschichtdicke und η ein »Maß« für die Profilform darstellt. Aus dem Impulssatz und Experimenten leitete Gruschwitz zwei Differentialgleichungen her, die gestatten, bei vorgegebenem Druckverlauf und gegebenem Anfangswert von θ den Verlauf von θ und η anzugeben. Durch eine noch unveröffentlichte Arbeit von H. Schmidbauer ist der Einfluß der Krümmung untersucht. Der Einfluß kann aber bei dem Vergleich hier unberücksichtigt bleiben, da bei den vorliegenden Messungen die Profilleile, längs denen die Strömung turbulent ist, hinreichend eben sind.

Zum Vergleich wurden zu dem gemessenen Druckverlauf die Rechnungen durchgeführt, die Anfangswerte von θ wurden gleichfalls den Messungen entnommen. Das Ergebnis zeigt die Abb. 9. Die offenen Kreise stellen die gemessenen η -Werte, die geschlossenen Kreise (Punkte) die gemessenen θ -Werte dar. Die ausgezogenen Kurven sind nach der Methode von Gruschwitz¹¹⁾ bestimmt. Wie zu ersehen ist, fügen sich die gemessenen Punkte den gerechneten Kurven gut an. Eine Ausnahme bilden die beiden letzten Meßpunkte der Saugseite und der letzte der Druckseite. Bei diesen Messungen mußte aus Raumgründen die Meßapparatur außen angebracht werden, Abb. 10. Die ganze Apparatur war mit einem Blech stromlinienförmig verkleidet. Dieses Hindernis ruft jedoch ein Tot-

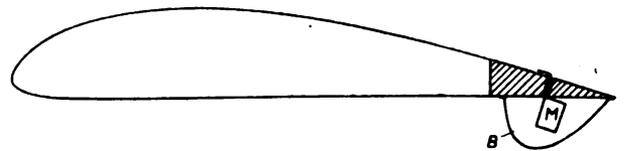


Abb. 10. Anordnung der Apparatur bei der Messung auf der Saugseite in der Nähe der Hinterkante; M Elektromotor, B Blechverkleidung.

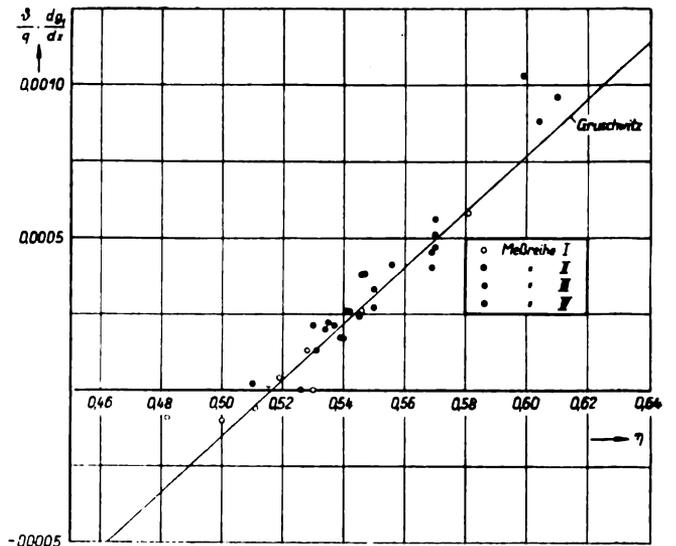


Abb. 11.

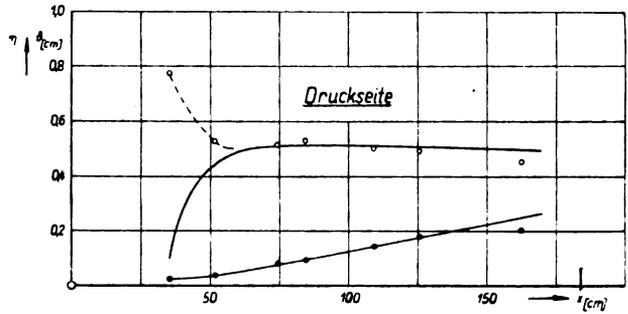
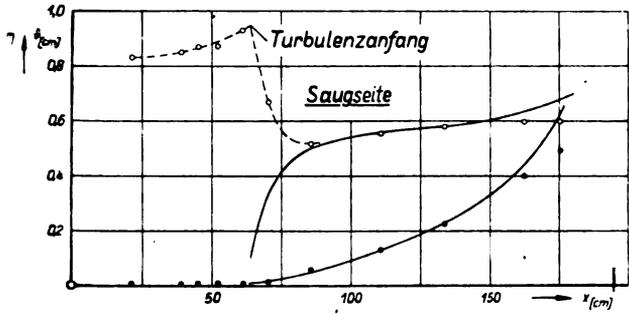
wasser hervor, das durch Druckänderungen Einfluß auf die Reibungsschicht gewinnt (Spreizklappenwirkung!).

Einfluß der Reynoldsschen Zahl auf die turbulente Reibungsschicht.

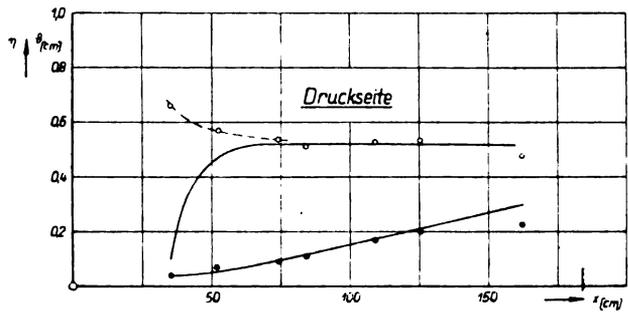
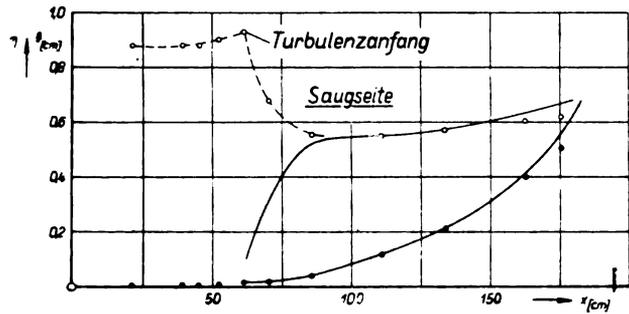
Von Interesse ist die Frage nach dem direkten Einfluß der Reynoldsschen Zahl auf die turbulente Reibungsschicht. Indirekt hat ja die Reynoldssche Zahl einen starken Einfluß auf die Übergangsstelle laminar-turbulent und damit auf die turbulente Reibungsschicht. Gruschwitz fand

¹¹⁾ E. Gruschwitz, Die turbulente Reibungsschicht in ebener Strömung bei Druckabfall und Druckanstieg, Ing.-Arch. 2 (1931), S. 321.

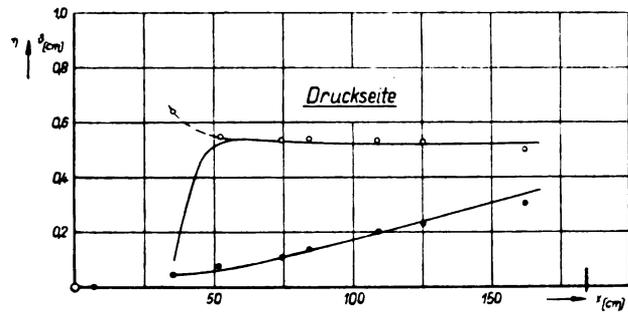
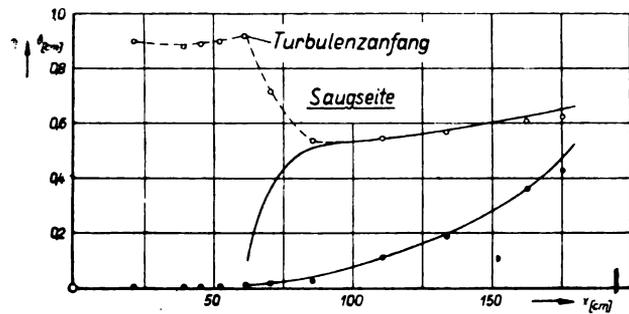
Meßreihe I



Meßreihe II



Meßreihe III



Meßreihe IV

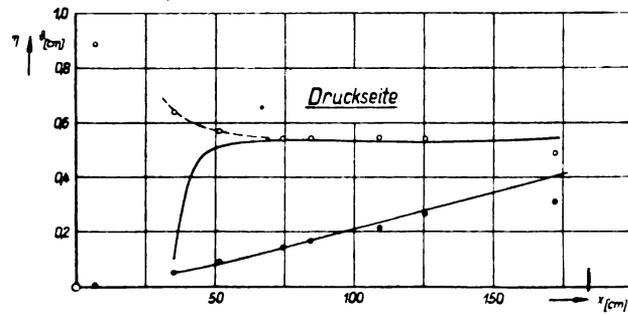
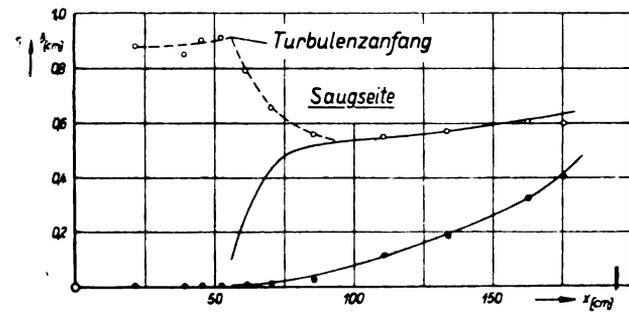


Abb. 9. Vergleich zwischen Messung und Rechnung.

bei seinen Messungen keinen eindeutigen unmittelbaren Einfluß. Er hat die Größe

$$\frac{\vartheta}{q} \frac{d g_1}{d x}$$

in Abhängigkeit von dem Profilparameter η aufgetragen.

Er erhielt dafür in guter Näherung die in Abb. 11 wiedergegebene Gerade. Die eingetragenen Punkte sind aus den vorliegenden Messungen bestimmt; in Zahlentafel 2 sind die zugehörigen Reynoldsschen Zahlen ($R = \frac{U(x) \vartheta(x)}{\nu}$)

Zahlentafel 2.

Meßreihe I			Meßreihe II		
η	$\frac{y}{q} \cdot \frac{d g_1}{dx}$	R	η	$\frac{y}{q} \cdot \frac{d g_1}{dx}$	R
0,519	0,00004	1325	0,556	0,00041	1074
0,546	0,00026	2637	0,550	0,00027	2921
0,581	0,00058	4180	0,570	0,00056	4775
0,528	0,00013	461	0,569	0,00040	1274
0,511	—0,00006	1054	0,537	0,00021	1495
0,530	0,00000	1170	0,510	0,00002	1838
0,500	—0,00010	1800	0,526	0,00000	2780
0,482	—0,00008	2261	0,531	0,00013	3205
Meßreihe III			Meßreihe IV		
η	$\frac{y}{q} \cdot \frac{d g_1}{dx}$	R	η	$\frac{y}{q} \cdot \frac{d g_1}{dx}$	R
0,539	0,00017	916	0,550	0,00033	3710
0,547	0,00038	3240	0,570	0,00047	5510
0,569	0,00055	4978	0,604	0,00088	8650
0,610	0,00096	8410	0,599	0,00103	10120
0,546	0,00038	1720	0,570	0,00051	2318
0,535	0,00022	2175	0,541	0,00026	3460
0,540	0,00017	2820	0,545	0,00024	3960
0,534	0,00020	4014	0,545	0,00025	4925
0,530	0,00021	4535	0,542	0,00026	6051

angegeben. Die ungenauen Messungen in der Nähe der Hinterkante sind nicht berücksichtigt worden. Wie bei Gruschwitz, so zeigt sich auch hier keine systematische Ordnung der Streuungen nach den Werten der Reynoldsschen Zahlen. Die sehr genauen und über einen großen Bereich der Reynoldsschen Zahlen sich erstreckenden

Messungen turbulenter Strömungen in Wasser von Nikuradse¹²⁾ zeigen aber, daß ein, wenn auch nur geringer, direkter Einfluß der Reynoldsschen Zahl auf die turbulente Reibungsschicht vorhanden ist. Es scheint aber, daß bei Messungen in Luft (Gruschwitz, Verfasser) diese Erscheinung durch andere Einflüsse (Wechsel in der Rauigkeit, in der Beschaffenheit der strömenden Luft usw.) überdeckt wird. Wie Abb. 11 zeigt, passen sich die vorliegenden Messungen den bisherigen experimentellen Ergebnissen gut an. Die größere Streuung erklärt sich dadurch, daß bei Messungen am fliegenden Flugzeug die Fehlerquellen nicht in so hohem Maße ausgeschaltet werden können wie bei Untersuchungen im Laboratorium.

Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit wird berichtet über Messungen von Reibungsschichten, die am Flügel eines fliegenden Flugzeugs ausgeführt wurden. Die dazu entwickelte Versuchsanlage wird beschrieben. Die Messungen stehen in gutem Einklang mit Modelluntersuchungen verschiedener Forscher. Auch bei den erzielten höheren Reynoldsschen Zahlen lassen sich die Größen der turbulenten Reibungsschicht durch die Rechenvorschriften von Gruschwitz wiedergeben. Innerhalb der Grenzen der erreichten Genauigkeit konnte eine unmittelbare Abhängigkeit der turbulenten Reibungsschicht von der Reynoldsschen Zahl nicht eindeutig festgelegt werden. Die Beobachtungen über den Übergang vom laminaren in den turbulenten Strömungszustand stimmen überein mit früheren Modellmessungen und Rechnungen.

¹²⁾ Vgl. Prandtl-Betz, Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen, IV. Lieferung, S. 18, München 1932.

Eigene
Bibliothek
X

AUG 9 1934

LUFTFAHRT- FORSCHUNG

Mit Beiträgen der nachstehenden Institute:

Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, E.V., Berlin-Adlershof • Aerodynamische Versuchsanstalt beim Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung, Göttingen • Aerodynamisches Institut der Technischen Hochschule Aachen • Aerodynamisches Institut an der Technischen Hochschule Darmstadt • Institut für Aerodynamik und Flugtechnik der Technischen Hochschule Hannover • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Stuttgart • Forschungsinstitut für Kraftfahrwesen und Fahrzeugmotore an der Technischen Hochschule Stuttgart • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Berlin • Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug, Flugplatz Griesheim b. Darmstadt • Professor Dr.-Ing. Flügel u. a.

Herausgegeben von der
**Zentrale für technisch-wissenschaftliches Berichtswesen
über Luftfahrtforschung (ZWB)**



INHALT:

Aufbau und Verleimung von Flugzeugsperrholz. Von Otto Kraemer	Seite 33
Zur Knicklast einer Zweistabgruppe. Ein Beitrag zur Frage der „Einspannwirkung“. Von Hans W. Kaul . . .	Seite 53
Schwingungsberechnung von räumlichen Maschinenfundamenten. Von B. von Schlippe (Junkers-Flugzeugwerk A.G.)	Seite 57

VERLAG VON R. OLDENBOURG, MÜNCHEN-BERLIN

P. IDRAC

DK 629.13

Experimentelle Untersuchungen über den Segelflug

mitten im Fluggebiet großer segelnder Vögel
(Geier, Albatros usw.)

**Ihre Anwendung auf den Segelflug des
Menschen**

Übers. a. d. Franz. v. Dr. F. Höhdorf. 81 S., Gr.-8°. 1932.
Brosch. M. 3.—

Wir verdanken Idrac nicht nur die Entwicklung neuartiger Meßmethoden für die Ableitung der für Segelflug ausschlaggebenden Vertikalkomponenten der Luftbewegung, sondern auch als Ergebnis dieser Messungen die ersten Darstellungen der Luftströmung an Gebirgshindernissen. Schon vor der Lösung des Problems des menschlichen Segelfluges im August 1922 auf der Wasserkuppe in der Rhön hat Idrac zum Studium des Segelfluges der Vögel Expeditionen in tropische Gebiete durchgeführt.

Nachdem es nunmehr gelungen ist, die thermischen Segelflugmöglichkeiten auch dem menschlichen Flug zu erschließen, sind die Ergebnisse dieser Expeditionen von besonderem Interesse.

(Aus dem Vorwort von Prof. Dr. Walter Georgli)

Einführung in die theoretische Aerodynamik

Von Professor Dipl.-Ing.

C. Eberhardt

144 Seiten, 118 Abbildungen. Groß-8°. 1927.

Broschiert M. 7.20, in Leinen M. 8.50

Studierende und in der Praxis tätige Ingenieure finden hier eine äußerst wertvolle Einführung, die ihnen das Eindringen in die neuesten Erkenntnisse der theoretischen Aerodynamik erleichtert. Der Verfasser gibt eingangs von den Lehren der klassischen Hydrodynamik das zum Verständnis der aerodynamischen Theorie unbedingt Notwendige, um schließlich mit der Prandtl'schen Theorie des Widerstandes der endlich begrenzten Tragfläche das reich illustrierte Buch abzuschließen.

DK 629.136

Raketenflugtechnik

von

EUGEN SAENGER

Ingenieur, Dr. techn., Flugzeugführer Assistent an der Technischen Hochschule Wien.

231 Seiten, 92 Abbildungen, 34 Zahlentafeln. Gr.-8°. 1933. Broschiert RM. 8.50, in Leinen geb. RM. 9.80

Inhalt: Triebkräfte (Theorie des Raketenmotors; Wirkungsgrad des Raketenmotors; Die Kraftstoffe; Die Leistung des Raketenmotors.

Luftkräfte (Auftrieb im Unterschallbereich; Auftrieb im Überschallbereich; Widerstand im Unterschallbereich; Widerstand im Überschallbereich; Rumpf- und Flügelform des Raketenflugzeuges).

Flugbahnen (Aufbau der Atmosphäre; Der Höhenflug; Die Aufstiegsbahn; Die Abstiegsbahn; Die Leistungen des Raketenflugzeuges).

Hauptzweck dieses Buches ist, das Problem des Raketenfluges in ernstzunehmende Bahnen zu lenken und es in das nüchterne Blickfeld des schaffenden Ingenieurs zu stellen. Die hier zusammengetragenen Grundlagen des Raketenfluges stellen zum Teil an sich bekannte Tatsachen dar, die aber im Schrifttum weit verstreut sind und deren Zusammenhang mit dem Raketenflug nicht ohne weiteres in die Augen springt.

Die möglichste Sammlung dieses vorhandenen Gutes für den Konstrukteur war eine weitere, wesentliche Aufgabe des Buches. Da der Raketenflug vor allem ein technisches Problem ist, wendet sich das Werk zunächst an den Ingenieur und dessen Denkweise.

DK 623.1.08 (05)

ATM

Archiv für Technisches Messen

Ein Sammelwerk für die gesamte Meßtechnik
Herausgegeben von Prof. Dr.-Ing. Georg Keinhath

ATM ist die neueste Form technischen Schrifttums.
ATM ist halb Buch, halb Zeitschrift, veraltet nie als Buch, berichtet Neues als Zeitschrift.

ATM bringt 2- und 4seitige Kurzberichte, die zu einem Lose-Blätterbuch geordnet werden.

ATM umfaßt das gesamte Meßwesen des Ingenieurs, Physikers und Chemikers.

ATM bringt reichliche Literaturnachweise.

ATM ist auch für Lehrzwecke unentbehrlich.

ATM ist beispiellos billig:

1 Band = 12 monatlich erscheinende Lieferungen im Format Din-A 4 mit rd. 115 Aufsätzen und rd. 400 Seiten nur M. 18.—:

monatlich M. 1.50

Mit dem Bezug kann jederzeit begonnen werden.
Kann bei jedem Postamt bestellt werden.

16seitiger Prospekt mit Probeblättern im Format Din-A 4 kostenlos

R. OLDENBOURG • MÜNCHEN 1 UND BERLIN

Aufbau und Verleimung von Flugzeugsperrholz.

Von Otto Kraemer.

Bericht 33/04 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V., Berlin-Adlershof.

In der vorliegenden Arbeit) sind die Ergebnisse von Versuchen wiedergegeben, die vom Verfasser in den Jahren 1930 — 1932 bei der Stoffabteilung der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt in Adlershof ausgeführt wurden.*

Die Arbeit stellt eine Zusammenfassung verschiedener kleiner Forschungsarbeiten dar, deren Ergebnisse zum Teil in Berichten der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt niedergelegt sind.

Um die Übersichtlichkeit der Arbeit nicht zu erschweren, wurde auf die Angabe der sehr zahlreichen, aus diesen Versuchsberichten entnommenen Einzelwerte teilweise verzichtet und bei Vergleichsversuchen nur die Mittelwerte und ihre Streuungen angegeben.

Gliederung:

- I. Einleitung.
- Ziel der Versuche. Prüfverfahren.
- II. Arten von Flugzeugsperrholz.
 1. Holzarten.
 2. Bindemittel und Leimverfahren.
 - a) flüssige Bindemittel.
 - b) Filmverleimung.
- III. Einfluß des Aufbaues auf die Festigkeitseigenschaften.
 1. Aufbau von handelsüblichem Sperrholz.
 - a) Zugfestigkeit.
 - b) Schubfestigkeit.
 - c) Druck- und Biegefestigkeit.
 2. Aufbau der Furniere unter Winkeln kleiner als 90°.
 - a) symmetrisch aufgebautes Sperrholz (45° Sternplatte).
 - b) 5 faches Sperrholz mit guter Biegefähigkeit.
- IV. Einfluß der Verleimung auf die Eigenschaften des Sperrholzes.
 1. Festigkeitseigenschaften.
 - a) kaseinverleimtes Sperrholz verschiedener Dicke.
 - b) Verleimung dünner Furniere.
 - c) Vergleichsversuche mit verschiedenen Bindemitteln (Zug-, Scher- und Biegeschwingsfestigkeit).
 - d) Verleimung getränkter Furniere.
 2. Leim- und Wasserfestigkeit bei Anwendung verschiedener Bindemittel.
 3. Feuchtigkeits- und Witterungsbeständigkeit.
 - a) Wasserbeständigkeit.
 - b) Witterungsbeständigkeit.
 4. Bindemittel als Tränkungsmedium und Oberflächenschutz.
- V. Zusammenfassung und Folgerungen.

I. Einleitung.

Die fortschreitende Entwicklung und Verbesserung der metallischen Baustoffe hatte zur Folge, daß auch an die nichtmetallischen Werkstoffe immer schärfere Anforderungen gestellt werden mußten. Leider wurde aber einer Verbesserung der Holzbaustoffe in den Nachkriegsjahren viel zu wenig Beachtung geschenkt, so daß die Holzbauweise trotz ihrer bekannten Vorzüge immer mehr verdrängt wurde.

Als Hauptnachteil des bisher gebräuchlichen Flugzeugsperrholzes, dessen Herstellung bis vor kurzer Zeit durch kreuzweise Verleimung von drei gleich dicken Furnieren erfolgte, ist in erster Linie die niedrige Feuchtigkeits- und Witterungsbeständigkeit des kaseinverleimten Sperrholzes anzuführen. Bei feuchter Witterung tritt diese geringe Beständigkeit durch Welligwerden der sperrholzbeplankten Flächen und frühzeitiges Abblättern der Furniere an den Flügelhinterkanten in Erscheinung. Derartige Mängel beeinträchtigen das Aussehen und die Formbeständigkeit und damit auch die Lebensdauer der Holzflugzeuge ganz erheblich und können bei ungenügender Wartung sogar Anlaß zu Unfällen geben. So ist vor einiger Zeit ein Flugzeug abgestürzt, dessen Sperrholz an der

Flügelnahe infolge von Feuchtigkeitseinwirkungen auseinandergeblättert war.

In vielen Fällen nachteilig sind weiterhin die ungleichmäßigen Festigkeitseigenschaften des Sperrholzes unter Winkeln zwischen 0 und 90° zur äußeren Faserrichtung. Die Festigkeitswerte wurden früher häufig noch dadurch beeinträchtigt, daß nach dem Vorbild vieler Tischlerplatten für die Innenlagen weniger einwandfreie Furniere mit Ästen und Verwachsungen verwendet wurden. Dieses Verfahren war so lange unbedenklich, als das Sperrholz nur zu Verkleidungszwecken diente. Nachdem das Sperrholz aber neuerdings weitgehend zum Mittragen herangezogen wird, dürfen gerade für die Innenlagen nur einwandfreie Furniere verarbeitet werden, da Fehlstellen in den Innenlagen bei der Verarbeitung nicht ohne weiteres erkannt und ausgeschieden werden können. Durch Prüfung des Sperrholzes unter Zuhilfenahme von Durchleuchtungsverfahren (starke Lichtquellen), sowie nach den in den Bauvorschriften für Flugzeuge 1928 aufgestellten Festigkeitsanforderungen wurden derartige Mängel in den letzten Jahren wesentlich verringert.

Ziel der vorliegenden Untersuchungen ist:

1. Unterlagen über die Eigenschaften der handelsüblichen Flugzeugsperrhölzer zu schaffen, die als Rechnungsgrundlage und zur Aufstellung neuer Bauvorschriften verwertet werden können, und
2. den Einfluß des Aufbaues und der Verleimung auf die Eigenschaften des Sperrholzes zu untersuchen und auf Grund dieser Ergebnisse einen Werkstoff zu entwickeln, bei dem die nachteiligen Eigenschaften des gebräuchlichen Sperrholzes beseitigt sind und der mit den metallischen Baustoffen des Flugzeugbaues wieder in jeder Beziehung in Wettbewerb treten kann.

Eine Beeinflussung und Steigerung der Festigkeitseigenschaften soll dabei erzielt werden

1. durch Verleimen einer großen Zahl sehr dünner Furniere sowie
2. durch Schichten und Verleimen dieser dünnen Furniere unter Winkeln kleiner als 90°.

Die Feuchtigkeits- und Witterungsbeständigkeit soll verbessert werden

1. durch Verleimen der dünnen Furniere mit wasserfesten Bindemitteln oder
2. durch Imprägnieren der Furniere mit wasserfesten TränkungsmitteIn und gleichzeitiges Verleimen der imprägnierten Furniere mit diesen TränkungsmitteIn.

Versuchsmaterial und Prüfverfahren.

Bei der Auswertung der Versuche konnte auf Grund der umfangreichen Untersuchungen der letzten Jahre eine große Anzahl von Versuchswerten mit handelsüblichem Flugzeugsperrholz zum Vergleich herangezogen werden. Unter anderem wurden auch vom Germanischen Lloyd Ergebnisse aus laufenden Prüfungen an gebräuchlichem Flugzeugsperrholz zur Verfügung gestellt.

Die Versuchsplatten mit verschiedenem Aufbau und verschiedener Verleimung wurden zunächst in kleinen Abmessungen (40 × 40 cm) auf einer elektrisch heizbaren Versuchspresse der DVL [5] hergestellt. Für die Ver-

*) Die Arbeit ist als Dissertation entstanden.

leimung wurden ausschließlich Birkenfurniere von 0,1 bis 2,5 mm Dicke verwendet, die zum Teil von der Maschinen-Fabrik Roller dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt wurden. Besonderer Dank gebührt ferner den Firmen J. Brüning & Sohn, A. G., Lüneburg, und Holzindustrie Wittkowsky G. m. b. H., Berlin, für die Herstellung von Versuchsplatten in großen Abmessungen, sowie den Firmen Jaroslaw's Erste Glimmerwarenfabrik in Berlin-Weißensee und Preßstoffwerk Römmler A. G., Spremberg, für die Anfertigung von Platten aus getränkten Furnieren. Besonders wertvoll war die Anfertigung dieser Platten, weil durch sie der Beweis erbracht wurde, daß ihre Herstellung auch in der Praxis ohne weiteres möglich ist.

Die Prüfverfahren, die bei der Durchführung dieser Versuche angewendet werden, entsprechen im allgemeinen den in den Bauvorschriften für Flugzeuge 1928 (BVF 1928) angegebenen Bedingungen [1, 2]. Abweichungen hiervon, sowie neuere Prüfverfahren, werden besonders beschrieben.

Die Zugversuche wurden durchweg an glatten Sperrholzstreifen ohne die aufgeleimten Einspannbacken, wie sie in den Bauvorschriften von 1928 noch vorgesehen sind, durchgeführt. Zum Festspannen der Proben dienten Klemmbacken. Die Durchführung der gesamten Festigkeitsversuche und Dehnungsmessungen erfolgte auf einer 2 t-Festigkeitsmaschine von Amsler. Für Dehnungsmessungen wurden Baumannsche Dehnungsmesser verwendet. Der Elastizitätsmodul wurde wie schon in früheren Versuchen aus dem Mittel von 4 bis 6 Laststufen, die alle unterhalb der halben Bruchlast liegen, bestimmt. Innerhalb jeder Laststufe wurde solange be- und entlastet, bis sich zwei bis drei übereinstimmende Werte ergaben.

Um bei allen Versuchsstücken dieselben Feuchtigkeitsbedingungen bei der Prüfung zu bekommen, wurden die Proben vor der Prüfung mindestens 3×24 Stunden in einem Raum von 20 bis 25°C und 65 vH rel. Luftfeuchtigkeit gelagert. Auch die Versuche selbst, vor allen Dingen die Elastizitätsmessungen, wurden nach Möglichkeit ebenfalls bei diesen Temperatur- und Feuchtigkeitsbedingungen durchgeführt. In jedem Falle wurde der Feuchtigkeitsgehalt der untersuchten Sperrhölzer ermittelt und angegeben.

II. Arten von Flugzeugsperrholz.

Die Eignung einer Sperrholzplatte für die Zwecke des Flugzeugbaues ist in erster Linie abhängig von der Art und Festigkeit der verwendeten Furniere und ihrer jeweiligen Verleimung. Als Festigkeitsträger einer Sperrholzplatte kommen daher nur Hölzer in Frage, die neben einem gleichmäßigen Wuchs hohe Faserfestigkeit bei möglichst geringem Gewicht aufweisen. In der folgenden Beschreibung der verschiedenen Holzarten sind die Vor- und Nachteile der in Deutschland für Flugzeugsperrholz in Frage kommenden Holzarten im Vergleich zu dem allgemein verwendeten Birkenperrholz kurz angegeben. Alle grundsätzlichen Untersuchungen über den Aufbau des Sperrholzes wurden mit Birkenfurnieren und Birkenperrholz durchgeführt.

Der Einfluß der Verleimung, der die Aufgabe zufällt, die Furniere so untereinander zu verbinden, daß ein möglichst beständiger und homogener Werkstoff erzielt wird, wird ferner an einer Reihe neuartiger Bindemittel, die der gebräuchlichen Kaseinleimung in mancher Beziehung überlegen sind, untersucht. Ihre Eigenschaften und ihre Anwendungsweise wird kurz beschrieben und im übrigen auf das ausführliche Schrifttum [4, 5, 6] auf diesem Gebiet verwiesen.

1. Holzarten.

Nach amerikanischen Versuchsergebnissen [3] mit 35 verschiedenen Holzarten werden als Sperrhölzer von hoher Festigkeit amerikanische Birke, Buche, Ahorn und Nußbaum bezeichnet, während für Bauteile, bei denen es mehr auf die Steifigkeit des Sperrholzes ankommt, Hölzer von geringerer Dichte, wie Pappel, Zeder, Spruce und andere Nadelhölzer empfohlen werden.

In Deutschland wird heute als Flugzeugsperrholz vorwiegend noch Birke verarbeitet. Der Bestand an geeigneter Birke in Deutschland ist jedoch so beschränkt, daß der Bedarf an Flugzeugsperrholz aus deutschen Beständen nicht gedeckt werden kann. Dieser Mangel machte sich besonders im Kriege bemerkbar, in dem als Ersatz vielfach Erle herangezogen wurde.

Erle hat den Nachteil, daß sie infolge ihres meist kurzfasrigen Gefügebauens im trockenen Zustand spröde und empfindlich gegen Stoß- und Schlagbeanspruchungen ist. Einige Festigkeitsversuche mit verschiedenen Sperrholzarten in Zahlentafel 1 zeigen, daß die Festigkeitseigenschaften eines guten Erlensperrholzes zwar niedriger als Birke, bezogen auf das Raumgewicht, dem Birkenperrholz aber gleichwertig sind.

Zahlentafel 1. Festigkeitseigenschaften verschiedenartiger Sperrhölzer (Kaseinleimung).

Art des Sperrholzes	Birke	Erle	Buche	Kiefer
Dicke mm	1,5	1,7	1,3	1,2
Raumgewicht g/cm ³	0,80	0,55	0,69	0,6
Zugfestigkeit längs . . kg/cm ²	960	644	740	580
quer . . kg/cm ²	850	603	660	350
Reißlänge längs km	12,0	11,7	10,7	9,7
quer km	10,6	11,0	9,6	5,8
Summe der Reißlängen längs + quer . . km	22,6	22,7	20,3	15,5

Anm.: Feuchtigkeitsgehalt des Sperrholzes 8 bis 10 vH

Die Festigkeitseigenschaften von Kiefernsperrholz, das sich durch ein 20 vH niedrigeres Raumgewicht gegenüber Birke auszeichnet, sind infolge der großen Unterschiede zwischen Früh- und Spätholz erheblichen Festigkeitsschwankungen unterlegen. Außerdem bereitet die Herstellung dünner Kiefern-Furniere Schwierigkeiten, die ebenfalls in dem ungleichmäßigen Aufbau des Holzes begründet liegen. Die Verwendung von Kiefer erscheint daher höchstens für die Herstellung stärkerer, aus mehreren Furnieren verleimter Sperrholzplatten geeignet.

Buchensperrholz dagegen kommt der Birke bezüglich der Festigkeitseigenschaften sehr nahe, Buche ist außerdem eines der wenigen Hölzer, die in Deutschland in großem Umfang vorhanden und für die Furnierherstellung geeignet sind. Das Buchensperrholz hat aber bekanntlich die unangenehme Eigenschaft, daß es sehr hygroskopisch ist und bei Feuchtigkeitschwankungen stark zum Verziehen und Welligwerden neigt.

In den nachfolgenden Versuchen mit Birkenperrholz sind jedoch Verleimungsverfahren behandelt, die eine Verbesserung dieser Empfindlichkeit gegenüber Feuchtigkeits-einflüssen ergeben und daher auch für die Herstellung von Buchensperrholz aussichtsreich erscheinen.

Weitere Holzarten mit günstigen Festigkeitseigenschaften, wie z. B. Pappel, Linde und Esche, werden auf ihre Eignung als Flugzeugsperrholz nicht näher untersucht, weil aus Schälversuchen zum Teil wenig günstige Erfahrungen vorliegen und außerdem bei Pappel und Linde verhältnismäßig geringe Bestände in Deutschland vorhanden sind.

2. Art der Bindemittel und ihre Verleimung.

Die Anforderungen, die an einen Sperrholzleim im Flugzeugbau gestellt werden, sind gute Bindefestigkeit bei hoher Widerstandsfähigkeit gegen Feuchtigkeitseinflüsse und Beständigkeit gegen Fäulniserscheinungen. Weiter ist für die praktische Brauchbarkeit der Leime die einfache und wirtschaftliche Verarbeitbarkeit des Bindemittels von ausschlaggebender Bedeutung.

Die Hauptschwierigkeit, ein Holz-Bindemittel zu finden, das alle diese Forderungen gleichzeitig erfüllt, liegt vor allen Dingen darin, daß die elastischen Eigenschaften der Hölzer mit schwankendem Feuchtigkeitsgehalt veränderlich sind und deshalb für ihre Verbindung einen Leim erfordern,

der in gleicher Weise veränderlich ist, ohne bei Feuchtigkeitseinflüssen seine Bindefestigkeit zu verlieren. Beim heutigen Stand der Verleimungstechnik hat man die Wahl: Man kann ein wenig wasserfestes Bindemittel anwenden, das sich bei Feuchtigkeitseinwirkungen teilweise auflöst und dadurch den Verformungen des Holzes folgen kann und das beim Trocknen seine ursprüngliche Festigkeit wieder erreicht, wie dies bei den Kasein-Bindemitteln zum Teil der Fall ist; die andere Möglichkeit besteht in der Anwendung eines vollkommen wasserfesten Bindemittels, das so hohe Verformungsfähigkeit besitzt, daß es allen Formänderungen des Holzes gewachsen ist. Derartige Bindemittel haben aber meist einen niedrigen E-Modul, ergeben infolgedessen eine geringe Plattensteifigkeit und häufig auch eine niedrige Bindefestigkeit. Bei Verleimungen mit wasserfesten Kunstharzen, also Bindemitteln mit geringer Verformungsfähigkeit, besteht dagegen die Gefahr, daß bei stärkeren Feuchtigkeitseinwirkungen die Spannungsunterschiede zwischen Holz und Leimfuge so groß werden, daß eine Zerstörung der an der starren Leimfläche haftenden Holzzellen erfolgt und dadurch ebenfalls eine niedrige Wasserfestigkeit erzielt wird. Bei Anwendung derartiger Bindemittel muß deshalb angestrebt werden, die Einzelfurniere durch Tränken und Imprägnieren so zu schützen, daß größere Quell- und Schwindspannungen nicht mehr auftreten können.

a) Flüssige Bindemittel.

Am meisten gebräuchlich waren bis jetzt unter den flüssigen Bindemitteln die Kaseinverleimung und in Osteuropa auch die Blutalbuminverleimung.

Die an sich geringe Wasserbeständigkeit des Kaseins, einem Eiweißprodukt der Milch, wird durch Zusätze von Wasserglas, Kalkhydraten und Konservierungsmitteln etwas verbessert. Nachteilig ist bei der Kaseinleimung ferner die kurze Dauer der Verwendbarkeit des angerührten Bindemittels.

Als Ausgangsprodukt der Blutalbuminverleimung dient das Blutserum vom Rinderblut, das bei Temperaturen von 90° gerinnt und abbindet und eine gute wasserfeste Verleimung ergibt.

Auch Verleimungen mit Harzleimen und Celluloseklebstoffen ergaben im Laboratoriumsversuch zum Teil recht günstige wasserfeste Verbindungen [8]. Für die Praxis durchentwickelt ist heute allerdings nur die Kauritverleimung, ein Harnstoff-Formaldehydharz der I. G. Farbenindustrie, mit dem ebenfalls ein Sperrholz von guter Wasserbeständigkeit erzielt wird.

Die Phenolharze dagegen ermöglichen eine Tränkungsverleimung, bei der die Furniere mit Kunstharz getränkt und unter Druck und Hitze verpreßt werden. Auf diese Weise entstehen Platten, die ähnlich wie Kunstharzpapier- und Gewebeplatten recht günstige Wasser- und Witterungsbeständigkeit aufweisen und diesen auch bezüglich Festigkeit und Steifigkeit überlegen sind.

Über die Eigenschaften der einzelnen Bindemittel wird an späterer Stelle noch näher berichtet werden.

b) Filmverleimung.

Die Unannehmlichkeiten, die sich bei der Verarbeitung der flüssigen Bindemittel durch Verschmieren der Räume und Pressen, durch geringe Lebensdauer der Bindemittel und durch erhöhte Feuchtigkeitsabgabe an das Holz ergeben, haben schon frühzeitig zu Versuchen Anlaß gegeben, diese Nachteile durch Anwendung einer trockenen Filmverleimung zu beheben. Durch Herstellung von Leimfilmen, die unter Druck und Hitze zum Schmelzen und Abbinden gebracht werden, sollte die zum Teil umständliche Aufbereitung der flüssigen Bindemittel vereinfacht und eine saubere gleichmäßige und wirtschaftliche Verleimung ermöglicht werden.

Schon während des Krieges hatten in USA. Blutalbuminfilme [7] und in England Kaseinfilme praktische Bedeutung erlangt, sie konnten sich aber wegen ihrer hohen Kosten gegenüber den flüssigen Bindemitteln auf die Dauer nicht durchsetzen.

In neuerer Zeit wurde die Notwendigkeit einer Filmverleimung für Flugzeugsperrholz dadurch wieder in den Vordergrund gerückt, daß die Herstellung sehr dünner Furniere bis zu 0,1 mm Dicke in größeren Abmessungen möglich ist und durch Herstellung von Flugzeugplatten aus dünnen Furnieren eine wesentliche Verbesserung des Sperrholzes erzielt werden kann. Eine Verleimung mit flüssigen Bindemitteln bereitet aber wegen der Empfindlichkeit dieser dünnen Furniere erhebliche Schwierigkeiten, die durch Anwendung einer Filmverleimung weitgehend behoben werden können.

Nach umfangreichen Vorversuchen, über die zum Teil schon an anderer Stelle [8] berichtet wurde, erschienen die Verleimungen mit Acetylcellulose- und Kunstharzfilmen in Deutschland am aussichtsreichsten.

Bei der Verleimung mit Acetylcellulosefilmen handelte es sich um Filme ohne Trägermasse von 0,05 bis 0,1 mm Dicke, die lediglich durch Schmelzen und Wiedererstarren zwischen den Furnieren zum Abbinden gebracht werden. Die hierzu erforderlichen Temperaturen betragen 120 bis 130° C. Die Kosten derartiger Filme sind jedoch so hoch, daß ihre praktische Anwendung zur Zeit kaum in Frage kommt.

Dagegen hat die Leimung mit Kunstharzfilmen in letzter Zeit für Flugzeugsperrholz in zunehmendem Maße Anwendung gefunden. Eine etwas ausführlichere Behandlung dieser Verleimungsart erscheint daher im Vergleich zu den gebräuchlichen Bindemitteln gerechtfertigt.

Der bei den vorliegenden Versuchen verwendete Kunstharzfilm¹⁾ ist ein mit einem Kresol-Formaldehydharz getränkter, saugfähiger Papierfilm von 0,05 bis 0,1 mm Dicke. Der fertige Film wird trocken zwischen die zu verleimenden Holzurniere gebracht und bei Temperaturen von 130 bis 140° C in einer Sperrholzpresse verpreßt. Die Preßdauer richtet sich nach der Sperrholzdicke und ist abhängig von der Zeit, die nötig ist, um die zum Abbinden erforderliche Wärme von den Heizplatten bis zum Film zu führen und diesen zum Schmelzen und Abbinden zu bringen. Bei Sperrholz von 1 mm Dicke genügt z. B. eine Preßdauer von 5 Minuten. Der Preßdruck richtet sich je nach der Holzart und beträgt bei Birke 20 bis 25 kg/cm²).

Diese Verleimungsbedingungen, verglichen mit den Leimvorgängen bei flüssigen Bindemitteln, lassen erkennen, daß es nicht ohne weiteres zulässig ist, bei der Filmverleimung dieselben Arbeitsmethoden wie bei der Verleimung mit flüssigen Bindemitteln anzuwenden. Da die Verleimung trocken erfolgt, muß der Feuchtigkeitsgehalt der zu verleimenden Furniere, der bei der üblichen Kaseinverleimung ungefähr 4 bis 6 vH betrug, mindestens 4 bis 5 vH höher gewählt werden als bisher. Die Furniere brauchen also nach dem Schalen nicht mehr so stark vorgetrocknet zu werden, weil durch die hohen Temperaturen ein großer Teil der Furnierfeuchtigkeit wieder abgeführt wird. Infolgedessen ist auch der Feuchtigkeitsgehalt dieses Sperrholzes im allgemeinen 2 bis 3 vH niedriger als bei dem bisher handelsüblichen, kaseinverleimten Sperrholz. Da das Innenfurnier aber, wie versuchsmäßig festgestellt wurde, von vorneherein weniger Feuchtigkeit verliert, kann bei sachgemäßer Behandlung gegebenenfalls durch nachträgliches Befeuchten der Außenlage ein Ausgleich zwischen Innen- und Außenfurnier und damit eine spannungsfreie Platte von 8 bis 10 vH Feuchtigkeit erzielt werden. Außerdem kann man durch Aufpressen einer Deckfolie, die beim Öffnen der Presse erfolgende Feuchtigkeitsabgabe zum Teil verhindern und gleichzeitig einen Oberflächenschutz für die Sperrholzplatte erzielen.

Von einschneidender Bedeutung ist allerdings für manche Betriebe die Forderung, daß die angegebenen Drücke und Temperaturen genau eingehalten werden müssen, um Fehlverleimungen zu vermeiden. Die anfangs mit Kunstharzfilm

¹⁾ Tego-Leimfilm der Firma Th. Goldschmidt A.G., Essen.

²⁾ Umfangreiche Untersuchungen über den Preßdruck und die Preßdauer bei verschiedenen Holzarten wurden von der Th. Goldschmidt A.G. durchgeführt.

erzielten unbefriedigenden Ergebnisse bei dünnen Sperrholzplatten waren zum großen Teil auf Nichteinhalten dieser Vorschriften und auf die Herstellung von Platten mit zu niedrigem Feuchtigkeitsgehalt zurückzuführen.

III. Einfluß des Aufbaues auf die Festigkeitseigenschaften.

Durch die Verleimung einer Sperrholzplatte aus mehreren Lagen ergibt sich bei der Herstellung von Sperrholz wie bei keinem anderen Werkstoff die Möglichkeit, die Festigkeitseigenschaften der Platten in jeder beliebigen Richtung durch entsprechende Schichtung der Einzellagen weitgehend zu beeinflussen. Diese großen Vorteile des Sperrholzes werden jedoch praktisch heute kaum ausgewertet, weil einerseits die Vorteile derartiger Platten wenig bekannt sind und auf der anderen Seite die etwas höheren Kosten der Sonderanfertigung gescheut werden.

In den folgenden Untersuchungen soll nun gezeigt werden, wie weit die Festigkeitseigenschaften vom Aufbau des Sperrholzes abhängig sind und wie sie durch verschiedenartige Schichtung der Furniere beeinflußt werden können.

Der Hauptwert bei diesen Untersuchungen wurde auf die Prüfung der Zug- und Schubfestigkeit gelegt; weil diese Werte die für den Konstrukteur wichtigsten Unterlagen ergeben und gleichzeitig für die Beurteilung der Sperrholzeigenschaften maßgebend sind. Die Druck- und Biegefestigkeit ist bei dünnen Flugzeugsperrholzplatten von nur untergeordneter Bedeutung und wurde deshalb entsprechend kurz behandelt.

1. Aufbau des handelsüblichen Sperrholzes.

Flugzeugsperrholz bis 4 mm Dicke wird heute aus 3 unter 90° verleimten Furnieren aufgebaut. Dickeres Sperrholz wird aus 5 bis 7 Furnieren verleimt. In Ergänzung früherer Untersuchungen an handelsüblichem Sperrholz wurden nun die Ergebnisse von Festigkeitsprüfungen an mehreren hundert Sperrholzplatten von verschiedenem Aufbau zusammengestellt und in Abhängigkeit vom Aufbau in Abb. 1 aufgetragen. Sie zeigen, daß sich die Festigkeit des Sperrholzes mit dem Dickenverhältnis der Längs- und Querlagen nahezu gesetzmäßig ändert. Die Querfestigkeit nimmt mit steigendem Dickenverhältnis quer zu längs geradlinig zu, und die Längsfestigkeit ebenso gleichmäßig ab, so daß die Summe von Längs- + Querfestigkeit bei allen Sperrholzplatten (derselben Furnierdicke und Verleimung) konstant ist. Aus dieser Erkenntnis heraus wurde die Summe der Zugfestigkeit längs + quer zur äußeren Faserrichtung als Vergleichsmaß für die Beurteilung der Festigkeitseigenschaften verschieden aufgebauter Sperrholzplatten aufgestellt. (Bauvorschriften für Flugzeuge 1928 Nr. 1123b.)

Folgerungen aus diesen Versuchen: Die zwischen dem Aufbau und den Festigkeitseigenschaften des Sperrholzes ermittelte Gesetzmäßigkeit ermöglicht die Aufstellung einer einfachen Beziehung zur Berechnung der Sperrholzfestigkeit in den zwei Hauptfaserrichtungen für jeden beliebigen Sperrholzaufbau. Ist der Aufbau des Sperrholzes, der mit Hilfe einer Lupe an den Schnittkanten sehr leicht ausgemessen werden kann, bekannt, so ist unter Vernachlässigung der geringen Querfestigkeit der Furniere beim Sperrholz

$$\text{die Längsfestigkeit } \sigma_l = \frac{d_l}{d_l + d_q} \cdot x$$

$$\text{und die Querfestigkeit } \sigma_q = \frac{d_q}{d_l + d_q} \cdot x,$$

wobei mit x die Furnierlängsfestigkeit, mit d_l die Gesamtdicke der Längsfurniere und mit d_q die Dicke der Querfurniere bezeichnet wird. Will man die untere Grenze der Festigkeitseigenschaften einer Sperrholzplatte, das heißt einen sicher erreichbaren Wert errechnen, so kann für die geprüften Sperrholzplatten, wie zahlreiche Versuche mit Furnieren ergeben haben [8], eine Furniermindestfestigkeit von 1200 kg/cm² eingesetzt werden. Dazu kommt, wie später noch gezeigt wird, ein Verstärkungsfaktor, der von

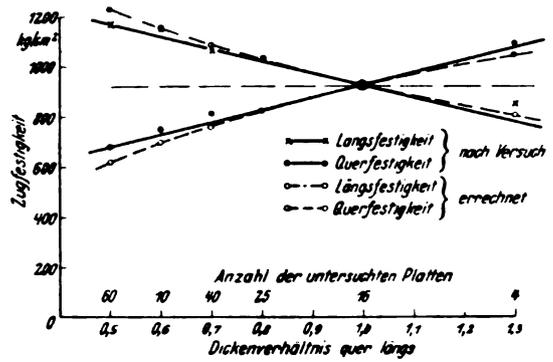


Abb. 1. Zugfestigkeit von Birken-sperrholz (3fach) in Abhängigkeit vom Dickenverhältnis der Längs- und Querfurniere.

dem Einfluß der Durchleimung der Furniere abhängig ist und mit abnehmender Furnierdicke größer wird.

Bei der in Abb. 1 nach obigem Verfahren rechnerisch ermittelten Schaulinie für Sperrholz aus 0,3 bis 0,5 mm dicken Furnieren wurde ein Faktor 1,5 angenommen und infolgedessen mit einer Furnierfestigkeit von 1800 kg/cm² gerechnet. Die gute Übereinstimmung der beiden Schaulinien in Abb. 1 zeigt, mit welcher Genauigkeit die Festigkeitseigenschaften einer Sperrholzplatte für jeden beliebigen Aufbau in dem für Flugzeugsperrholz in Frage kommenden Bereich angegeben werden können. Bei der Bewertung der Versuchskurve muß allerdings beachtet werden, daß sie aus großen Versuchsreihen, die gute Mittelwerte liefern, zusammengestellt ist, daß aber die Streuungen der Festigkeitswerte einzelner Sperrholzplatten ± 30 vH um diese Mittelwerte schwanken. Mikroskopische Querschnittsmessungen haben gezeigt, daß diese Schwankungen zum großen Teil auf Unterschiede in der Dicke und im Aufbau der einzelnen Sperrholzplatten zurückzuführen sind. Zur Verminderung dieser Streuwerte und um dem Konstrukteur eine bessere Ausnutzung der Festigkeitseigenschaften des Sperrholzes zu ermöglichen, muß angestrebt werden, daß in Zukunft durch genaueste Werkstattarbeit und beste Auswahl der Furnierdicken Sperrholzplatten von großer Gleichmäßigkeit, sowohl innerhalb einer Platte als auch der einzelnen Platten unter sich, hergestellt werden.

a) Zugfestigkeit unter verschiedenen Winkeln zur Faserrichtung.

Die Abhängigkeit der Festigkeitseigenschaften des gebräuchlichen Birken-sperrholzes von der Faserrichtung ist in Abb. 2 und 3 für Sperrholz von verschiedenem Aufbau wiedergegeben. Ähnliche Untersuchungen liegen auch für Gaboos-perrholz vor [10, 11]. Man sieht daraus, wie die Zugfestigkeit und der Elastizitätsmodul des Sperrholzes mit zunehmendem Winkel zwischen Kraft- und Faserrichtung

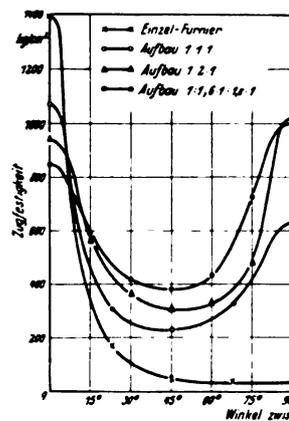


Abb. 2. Zugfestigkeit von verschieden aufgebautem Sperrholz unter verschiedenen Winkeln zur äußeren Faserrichtung (Birke).

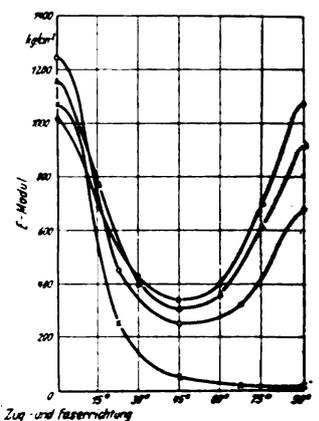


Abb. 3. Elastizitätsmodul von Sperrholz unter verschiedenen Winkeln zur Faserrichtung.

abnehmen und bei einem Winkel von 45° ihren Tiefstwert erreichen. Dieser Tiefstwert beträgt beim 3fachen Sperrholz etwa 25 bis 30 vH der Längsfestigkeit und steigt beim 5fachen auf 40 bis 45 vH der Zugfestigkeit längs zur äußeren Faserrichtung. Noch ungünstiger liegen die Verhältniszahlen beim Elastizitätsmodul mit 20 bis 25 vH beim 3fachen und 35 vH beim 5fachen Sperrholz.

Gegenüber der Festigkeit unverleimter Furniere ergibt sich aber diagonal zur Faserrichtung trotzdem eine Steigerung der Festigkeitswerte um 400 bis 600 vH. Dieser erhebliche Zuwachs³⁾ ist dem Einfluß der Leimung zuzuschreiben und auf die für das Ausscheren der Leimflächen erforderlichen Kräfte zurückzuführen, auf die an späterer Stelle noch näher eingegangen wird.

Ebenso wächst die Diagonalfestigkeit mit der Anzahl der unter 90° verleimten Lagen, weil mit jeder weiteren Leimfuge die aufzuwendende Scherkraft erhöht wird. Diese Überlegung, die in späteren Versuchen durch Verleimung einer großen Zahl dünner Furniere zur Auswertung kommt, wird bestätigt durch die Ergebnisse mit den 5fach verleimten Platten, die im Vergleich zum 3fachen Sperrholz günstigere Festigkeitswerte zwischen 0 und 90° liefern.

Beim 3fachen Sperrholz schneidet die Platte mit dem ausgeglichenen Aufbau (1:2:1) am günstigsten ab, weil bei dieser das Verhältnis der leimgetränkten Schicht zum leimfreien Holz in beiden Faserrichtungen gleich groß ist und dadurch eine gleichmäßige Spannungsverteilung erzielt wird.

Die elastischen Eigenschaften des Sperrholzes sind an einigen Beispielen in Abb. 4 bis 7 aufgezeichnet. Man sieht daraus, daß bei der Mehrzahl der Proben in Faserrichtung nahezu Proportionalität zwischen Spannung und Dehnung bis zum Bruch besteht.

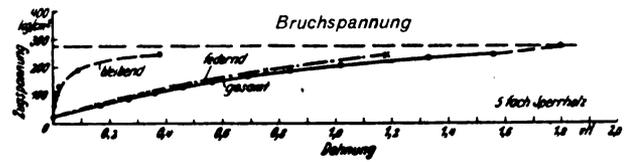
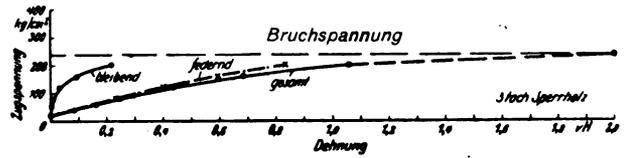


Abb. 6 u. 7. Spannungs-Dehnungslinien für 3faches und 5faches Sperrholz diagonal zur Faserrichtung.

Diagonal zur Faserrichtung (Abb. 6 und 7) besteht diese Proportionalität nur in den untersten Laststufen. Die Dehnung nimmt oberhalb der halben Bruchlast mit steigender Beanspruchung sehr schnell zu und erreicht den zwei- bis dreifachen Wert der Gesamtdéhnung in Faserrichtung.

Die Gesamtbruchdehnung der verschiedenen Sperrhölzer wurde bei der Mehrzahl der Proben mit Hilfe eines Schleppmaßstabes gemessen. Sie liegt bei kaseinverleimtem Sperrholz längs bzw. quer zur Faserrichtung zwischen 0,8 und 1 vH und 1,8 bis 2,2 vH diagonal zur Faserrichtung. Die Dehnung in und senkrecht zur äußeren Faserrichtung ist abhängig von der Dehnung der Furniere, während sie diagonal ungefähr der Dehnung des Bindemittels entspricht. Diese wurde an besonders für diese Zwecke hergestellten Leimstäben aus Kaseinkaltleim im Bereich des für Sperrholz in Frage kommenden Feuchtigkeitsgehalts von 8 ÷ 12 vH zu 1,5 ÷ 3 vH ermittelt.

Es sei aber auch in diesem Zusammenhang darauf hingewiesen, daß bei Feuchtigkeitseinflüssen die elastischen Eigenschaften des Sperrholzes diagonal zur Faserrichtung von der Feuchtigkeitsbeständigkeit dieser Bindemittel abhängig sind und um so stärker zurückgehen, je weniger wasserbeständig die verwendeten Bindemittel sind.

b) Schubversuche.

Noch wichtiger als die Zugfestigkeit ist heute für den Konstrukteur die Kenntnis der Schubfestigkeit und Schubsteifigkeit des Sperrholzes bzw. sperrholzbeplankter Bauteile. Eine exakte Ermittlung der reinen Schubfestigkeit bereitet aber bei dünnen Sperrholzplatten erhebliche Schwierigkeiten. So sind z. B. die Versuchskörper nach Gaber [9] nicht anwendbar, weil sie bei dem dünnen Sperrholz zu geringe Steifigkeit besitzen.

Auch bei der Prüfung ganzer Bauteile erhält man einerseits bei Verwendung dünner, nicht ausgesteifter Platten frühzeitig Verformungen durch Ausbeulen und Wellenbildung, während sich bei Versuchen mit ausgesteiften Bauteilen keine reinen Materialkennziffern mehr ergeben.

Als Vergleichswert wird daher vielfach die Schubfestigkeit des Sperrholzes an einem zweischnittigen Scherversuch nach Abb. 8 und 9 ermittelt. Diese Versuchswerte stimmen nach neueren Versuchen an Sperrholzbauteilen in erster Annäherung mit der bei günstigster konstruktiver Ausbildung der Bauteile erreichbaren Schubfestigkeit überein. Im folgenden wird daher diese Probe allgemein als Maßstab für die Schubfestigkeit des Sperrholzes aufgeführt.

Die Versuchsergebnisse in Zahlentafel 2 zeigen zunächst, daß der Einfluß des Aufbaues beim Schubversuch lange nicht so ausgeprägt in Erscheinung tritt wie beim Zugversuch. Der Unterschied zwischen der Schubfestigkeit längs und quer zur Faserrichtung beim Aufbau 1:1:1 beträgt höchstens 20 vH. Beim ausgeglichenen Aufbau ist die Schubfestigkeit in beiden Richtungen nahezu gleich groß. Sie ist 3 bis 4 mal so groß wie die Schubfestigkeit unverleimter Furniere und demnach in höherem Maße von der Verleimung abhängig als die Zugfestigkeit längs und quer zur Faserrichtung. Infolgedessen sind auch die Unterschiede in der Schubfestigkeit längs und quer zur Faserrichtung

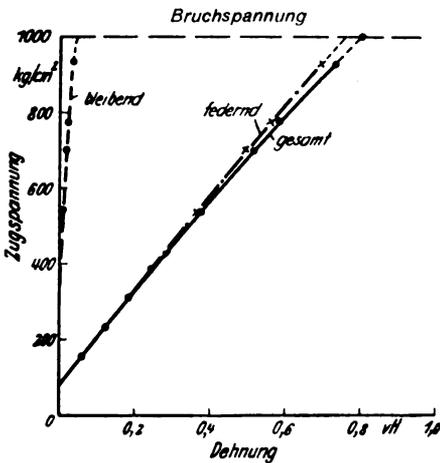


Abb. 4. Spannungs-Dehnungslinien für 3faches Sperrholz (Aufbau 1:1:1) längs zur äußeren Faserrichtung.

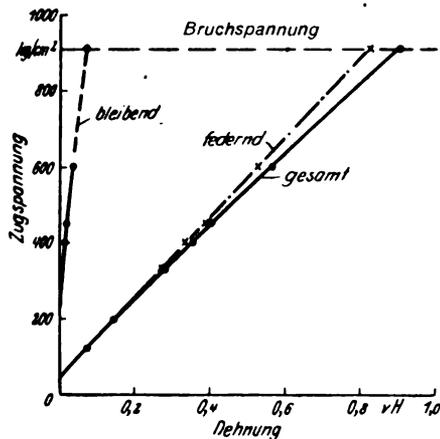


Abb. 5. Spannungs-Dehnungslinien für 5faches Sperrholz (Aufbau 1:1, 6:1:1, 6:1) quer zur Faserrichtung.

³⁾ Zu berücksichtigen ist allerdings, daß die Diagonalfestigkeit bei verschiedener Stabbreite veränderlich ist, weil die Größe der Scherfläche sich mit dem Quadrat der Probestabbreite ändert und infolgedessen das Verhältnis von reiner Zugkraft zur Scherkraft nicht konstant ist. Für Vergleichsversuche müssen daher immer Proben derselben Breite verwendet werden.

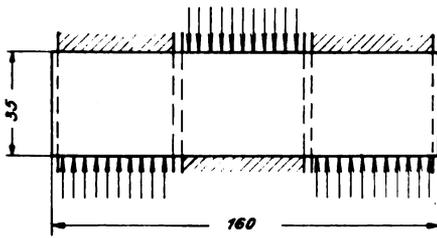


Abb. 8. Zweischnittige Scherprüfung für Sperrholz.

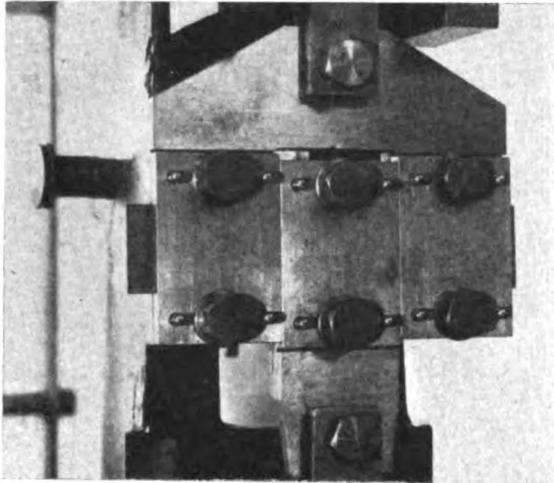


Abb. 9. Schervorrichtung mit eingespannter Sperrholzprobe.

Zahlentafel 2. Schubversuche mit Sperrholz unter Anwendung verschiedener Probekörper (Kaseinleimung).

Probenform	Sperrholzdicke mm	Aufbau	Schub zur äußeren Faserrichtung	Schubfestigkeit kg/cm ²			Schubmodul kg/cm ²	Zahl der Vers.
				Tiefst.	Höchst.	Mittel.		
zweischnittiger Scherversuch nach Abb. 8	1,5 ÷ 3,0	1:1:1	längs	180	225	200	9000*	12
			quer	200	250	220	—	12
			diagonal	280	350	320	42000	12
	1,5 ÷ 4,8	1:2:1	längs	210	260	230	10000*	15
			quer	200	250	220	—	15
			diagonal	304	420	370	45 000	15
0,5 ÷ 2,5	Furnier	längs	53	87	75	6700*	2	
		quer	111	133	120	—	3	
		diagonal	69	86	77	4200*	3	
Schubkörper nach Gaber [9]	9,8	9 fach	längs	159	174	164	—	4
			quer	149	170	159	—	4
Quadr. Verdrehprobe nach Abb. 10	9,7	9 fach	längs	156	159	157	3770	3
			quer	154	167	161	4680	3
			diagonal	163	167	165	4920	3
Verdrehversuch an Rohren 45 mm Ø	1,1	1:1:1	diagonal	150	190	170	40 000	3

Anm.: Feuchtigkeitsgehalt des Sperrholzes und der Furniere 8 bis 10 vH.

*) Versuchsergebnisse nach Hertel [12].

beim Aufbau 1:1:1 verhältnismäßig gering. Bemerkenswert ist ferner, daß die Schubfestigkeit diagonal zur Faserrichtung beim ausgeglichenen Aufbau im Mittel 10 vH höher ist als bei Sperrholzplatten aus drei gleich dicken Furnieren. Sie ist ungefähr gleich der Zugfestigkeit diagonal zur Faserrichtung, und wie diese ebenfalls zu 75 bis 85 vH abhängig vom Einfluß der Verleimung.

Als Beispiel für den Einfluß der Formgebung auf die Schubfestigkeit des Sperrholzes seien einige Verdrehversuche der Rhön-Rossitten-Gesellschaft [13] an Rohren aus 3-fachem Birkenperrholz (Durchmesser 210 mm, Wandstärke 0,9 mm) angeführt, bei denen längs und quer zur Faserrichtung eine Schubfestigkeit von ungefähr 100 kg/cm² und diagonal 200 kg/cm², also nur ungefähr die Hälfte der oben angeführten Schubfestigkeitswerte erzielt wurden.

Versuche der DVL an Rohren von 45 mm Durchmesser und 1,2 mm Wanddicke (Sperrholzaufbau 1:1:1) ergaben ähnliche Werte. Außerdem wurde festgestellt, daß die Verdrehfestigkeit von diagonal gewickelten Rohren mit nicht ausgeglichenem Aufbau des Sperrholzes beim Verdrehen im Faserdreh Sinn (Zudrehen der Faserspirale) 10 bis 20 vH niedriger ist als beim Verdrehen gegen den Drehsinn der äußeren Faserrichtung. Es ist dies ein Ergebnis, das heute bei der Konstruktion in den meisten Fällen nicht beachtet wird und bei richtiger konstruktiver Anwendung, z. B. bei Flügelnasen, eine nicht unbedeutende Gewichtsersparnis bringen kann.

Schließlich wurden noch einige Verdrehversuche an Sperrholzstäben aus einem handelsüblichen 9fach verleimten Birkenperrholz von 10 mm Dicke durchgeführt. Die Verdrehfestigkeit wurde an quadratischen Probestäben längs, quer und diagonal zur äußeren Faserrichtung in einer für kleine Meßbereiche bis 5 m/kg angefertigten Verdrehvorrichtung mit Hebelwaage geprüft (Abb. 10). Dabei ergab sich in allen Richtungen eine Verdrehfestigkeit von 156 bis 167 kg/cm². Ebenso ergab der Gabersche Schubkörper [9] an diesem dicken Sperrholz Werte zwischen 149 und 174 kg/cm².

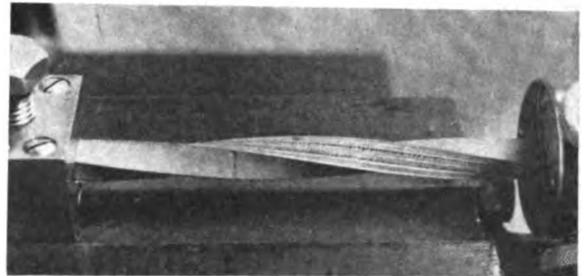


Abb. 10. Verdrehversuch mit 9fach verleimtem Sperrholz (Bruch in den Querlagen).

Das Bruchaussehen eines Verdrehstabes in Abb. 10 zeigt, daß der Bruch durch Loslösen und Einreißen der Querlagen an den Leimfugen erfolgt, daß also die Schubfestigkeit derartiger Stäbe in der Hauptsache von der Querfestigkeit der Furniere und ihrer Verleimung abhängig ist. Eine Steigerung der Schubfestigkeit müßte demnach durch Verbesserung der Furnierfestigkeit quer zur Faserrichtung zu erzielen sein. Begrenzt wird diese Steigerung durch die Schubfestigkeit des Bindemittels zwischen dem Längs- und Querschnit.

Der Schubmodul ergibt sich nach dem Verfahren von Hertel [12] aus dem Elastizitätsversuch und den Querdehnungszahlen bei parallelem Schub zu 8200 ÷ 12000 kg/cm² und bei diagonalem Schub (Hauptspannungen parallel zur Faserrichtung) zu 40000 — 42000 kg/cm². Er ist beim Aufbau 1:1:1 ebenso wie die Schubfestigkeit um 10 bis 15 vH niedriger als beim ausgeglichenen Sperrholz. Die Werte stimmen damit verhältnismäßig gut mit den beim Verdrehversuch an Rohren ermittelten Schubmodul überein (Zahlentafel 2).

c) Druck und Biegefestigkeit.

Von einer zahlenmäßigen Ermittlung der Druck- und Biegefestigkeit des dünnen Flugzeugsperrholzes wurde in der vorliegenden Arbeit Abstand genommen, da derartige Werte für die Festigkeitsrechnung kaum benötigt werden und eine Prüfung daher nicht lohnend erschien. Dagegen wurde die Druck- und Biegefestigkeit an einigen dickeren

Zahlentafel 3. Druck- und Biegeversuche an 5 und mehrfach unter 90° verleimtem Birkenperrholz.

Platte Nr.	Plattendicke mm	Aufbau	Dickenanteil längs : quer mm	Raumgewicht g/cm³	Probenentnahme	Biegefestigkeit kg/cm²		Druckfestigkeit kg/cm²	Zugfestigkeit kg/cm²
						parallel zur Plattenebene	senkrecht zur Plattenebene		
1. Festigkeitseigenschaften									
1	6,2	5 fach	3,9:2,6	0,72	längs	875	1070	—	850
					quer	775	615	—	835
					diagonal	280	238	—	274
2	7,1	7 fach	3,6:3,9	0,73	längs	809	962	—	739
					quer	776	831	—	770
3	8,0	7 fach	4,6:3,9	0,75	längs	800	940	371	950
					quer	710	675	375	637
					diagonal	311	326	290	277
5	9,75	9 fach	5,0:5,2	0,73	längs	726	857	375	755
					quer	868	768	373	774
					diagonal	384	359	250	284
2. Elastizitätsmodul									
2	—	—	—	—	längs	85 000	101 000	—	89 000
					quer	83 000	74 000	—	90 000
3	—	—	—	—	längs	—	—	85 000	98 000
					quer	—	—	81 000	97 000
					diagonal	—	—	26 000	26 000
5	—	—	—	—	längs	71 000	69 000	89 000	85 000
					quer	84 000	—	94 000	107 000
					diagonal	20 000	20 000	27 000	26 000

Anm.: Mittelwerte aus je 3 Einzelwerten.

Sperrholzplatten untersucht und in Zahlentafel 3 den Zugfestigkeitswerten gegenübergestellt.

Die Druckfestigkeit wurde an Würfeln, die aus mehreren aufeinander verleimten Sperrholzplatten entnommen wurden, in einer 20 t-Festigkeitsmaschine von Mohr & Federhaff ermittelt. Die Biegefestigkeit wurde an 5fach, 7fach und 9fach verleimtem Sperrholz in der Abb. 11 gezeigten Biegevorrichtung untersucht und der Elastizitätsmodul durch Messen der Durchbiegung mit Hilfe einer Meßuhr ermittelt.

Die Ergebnisse der Druckversuche zeigen, daß trotz eines nicht ganz ausgeglichenen Aufbaues wesentliche Unterschiede in der Druckfestigkeit längs und quer zur Faserrichtung nicht bestehen. Die Unterschiede im Aufbau sind allerdings so klein, daß die dadurch bedingten Festigkeitsunterschiede bei der niedrigen Druckfestigkeit des Sperrholzes noch innerhalb der Streuwerte liegen können.

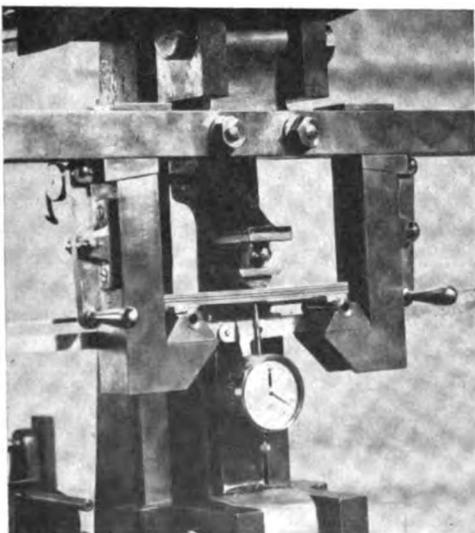


Abb. 11. Biegeversuch mit Elastizitätsmessung an mehrfach verleimtem Sperrholz.

Die Diagonaldruckfestigkeit ist ungefähr ebenso groß wie die beim Zugversuch ermittelten Werte diagonal zur Faserrichtung. Sie erreicht ungefähr 70 bis 80 vH der Druckfestigkeit längs und quer zur Faserrichtung und dürfte ebenso wie diese in der Hauptsache von der Durchleimung der Furniere, der Anzahl der Leimfugen und der Festigkeit der verwendeten Bindemittel abhängig sein.

Die Biegeversuche lassen eine klare Abhängigkeit der Biegefestigkeit vom Aufbau nicht ohne weiteres erkennen. Daß ein Einfluß ebenso wie bei der Zug- und Druckfestigkeit vorhanden ist, geht aus den Ergebnissen einzelner Platten bei der Prüfung senkrecht zur Plattenebene hervor. Als Näherungswert kann angegeben werden, daß die Biegefestigkeit bei 7- und mehrfach verleimtem Sperrholz in allen Fällen etwas höher ist als die Zugfestigkeit desselben Sperrholzes. Dagegen wurde der Elastizitätsmodul beim Biegeversuch meist niedriger ermittelt als beim Zug- und Druckversuch. Um eine Abhängigkeit der Biegefestigkeit vom Aufbau des Sperrholzes zu ermitteln, wären größere Versuchsreihen mit Sperrholz von einfacherem Aufbau erforderlich. Von weiteren Untersuchungen wurde abgesehen, da der Zweck dieser Untersuchungen, einige zahlenmäßige Unterlagen für die bei handelsüblichem Sperrholz vorhandenen Festigkeitseigenschaften zu geben, erfüllt war.

2. Aufbau der Furniere unter Winkeln kleiner als 90°.

Die Erkenntnis, daß durch eine kreuzweise Verleimung der Furniere eine Platte mit in allen Richtungen ausgeglichener Festigkeit bei den zur Verfügung stehenden Bindemitteln nicht ohne weiteres erzielt werden kann, führte zu einer Unterteilung des rechten Winkels zwischen Längs- und Querlage und einer Verleimung der Furniere unter Winkeln kleiner als 90°.

In Vorversuchen wurden zunächst einige 3fach und 5fach verleimte Platten aus gleich dicken, unter 45 und 60° geschichteten Furnieren untersucht. Die Versuchsergebnisse für je 1 Platte sind in Abb. 12 festgehalten. Beide Platten hatten sich naturgemäß sehr stark verzogen, da sie keinerlei symmetrischen Aufbau aufwiesen. Für die beabsichtigten Versuche war dieses Verziehen jedoch unwesentlich, da an den Platten nur die Möglichkeit eines Festigkeitsausgleiches untersucht werden sollte.

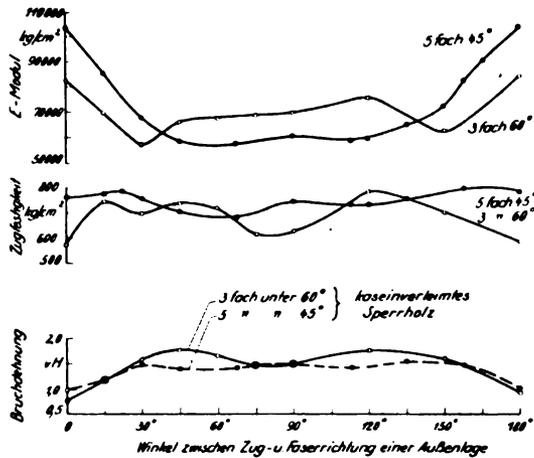


Abb. 12. Zugfestigkeit, E-Modul und Bruchdehnung von 3fach und 5fach unter Winkeln $< 90^\circ$ verleimtem Birken-sperrholz.

Aus Abb. 12 geht hervor, daß ein Festigkeitsausgleich bei beiden Platten weitgehend gelungen ist. Die Festigkeitswerte schwanken zwischen 600 und 800 kg/cm² gegenüber 230 und 1000 kg/cm² bei normalem Sperrholz. Man erhält also bei der Verleimung der Furniere unter Winkel kleiner als 90° nicht etwa ein Mittel zwischen Höchst- und Tiefstwert des normalen Sperrholzes, sondern eine Erhöhung der Plattenfestigkeit in allen Richtungen, ausgenommen der früher bevorzugten Längs- und Querrichtung.

Die Festigkeitswerte in den verschiedenen Richtungen sind bei der 5fach unter 45° verleimten Platte bereits so ausgeglichen, daß eine weitere Unterteilung zur Erzielung eines besseren Festigkeitsausgleiches praktisch keinen Vorteil mehr bringen dürfte.

a) Symmetrisch aufgebautes Sperrholz (45° Sternplatte).

Eine gute Stehfähigkeit der Sperrholzplatten erfordert einen symmetrischen Aufbau der Furniere zu einer Mittelebene. Bei einer Verleimung der Furniere unter 45° sind also mindestens acht gleich dicke Einzelfurniere erforderlich um eine ebene Platte zu erzielen. Zweifellos würde durch eine weitere Aufteilung der Furniere unter kleineren Winkeln, z. B. unter 30°, ebenfalls eine Sperrholzplatte von ausgeglichener Festigkeit in allen Richtungen erzielt werden. Sie hätte sogar den Vorteil, daß der Verschnitt von Furnieren nicht so groß wie bei einer 45°-Verleimung wird. Es ist aber weiterhin zu berücksichtigen, daß mindestens 12 Furnierlagen erforderlich sind, um ein symmetrisch aufgebautes stehendes Sperrholz herzustellen. Dies würde bei den augenblicklichen Herstellungsmöglichkeiten (Furnierdicke 0,1 mm) eine Mindestsperrholzdicke von 1,2 mm bedingen, während bei der 45°-Verleimung schon die am meisten verwendete Flugzeugplatte von 0,8 bis 1 mm Dicke hergestellt werden könnte. Bei dickeren Platten wird die stärkere Aufteilung unter Winkeln von 30° eine Frage der Herstellungskosten sein, die noch zu untersuchen wäre.

Zur Prüfung der Festigkeitseigenschaften derartiger Platten wurden zunächst einige 8fach verleimte Platten verschiedener Dicke mit einem Aufbau nach Abb. 13

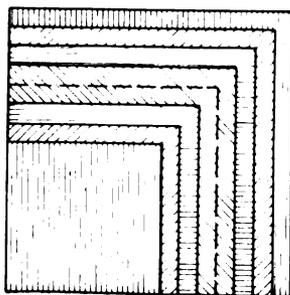


Abb. 13. 7-8fach unter 45° verleimte symmetrisch aufgebaute Sperrholzplatte mit ausgeglichenen Festigkeitseigenschaften.

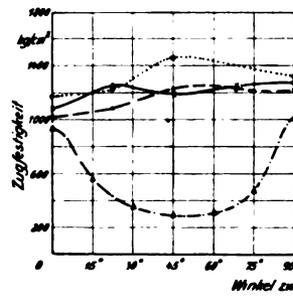


Abb. 14. Festigkeitseigenschaften von 8fach unter 45° verleimtem Sperrholz im Vergleich zu normalem 3fachem Sperrholz.

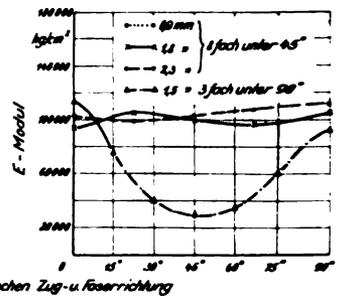


Abb. 15. Elastizitätsmodul von 8fach unter 45° verleimtem Sperrholz im Vergleich mit 3fachem handelsüblichem Sperrholz.

(45°-Sternplatten) hergestellt. Die Verleimung dieser, wie auch der später im Fabrikationsbetrieb angefertigten großen Platten, bereitet keinerlei Schwierigkeiten. Die Platten waren vollständig eben und zeigten auch nach längerer Lagerung unter teilweise ungünstigen Bedingungen weniger Neigung zum Verziehen als normales Sperrholz.

Abb. 14 und 15 geben einen Vergleich der Zugfestigkeit und des E-Moduls zwischen normalem Sperrholz und diesen Versuchsplatten. Die Festigkeitswerte sind bei allen Versuchen gut ausgeglichen und liegen durchweg höher als die höchsten Festigkeitswerte des handelsüblichen Sperrholzes. Besonders bemerkenswert ist, daß die mittleren Festigkeitswerte höher sind als die Zugfestigkeit der zur Verleimung verwendeten Furniere. So war z. B. die in der Abb. 14 aufgeführte 2,3 mm dicke Platte aus verhältnismäßig minderwertigen Birkenfurnieren verleimt, die in Faserrichtung nur eine Festigkeit von 860 bis 1000 kg/cm² aufwies. Die Festigkeitswerte des Sperrholzes liegen also mit 1090 bis 1290 kg/cm² in allen Richtungen mit 20 bis 30 vH über dieser Furnierfestigkeit. Diese Steigerung der Festigkeitseigenschaften über die Furnierfestigkeit hinaus kommt auch in dem Bruchaussehen der einzelnen Proben unter verschiedenen Winkeln zur Faserrichtung (Abb. 17)

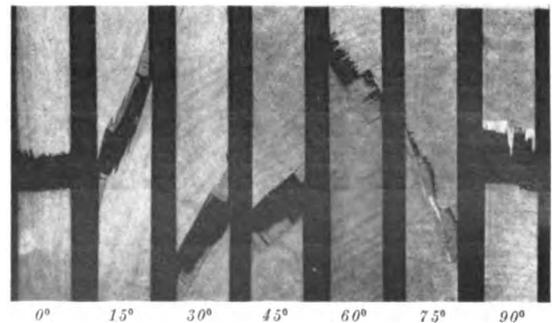


Abb. 16. Bruchaussehen von 3fachen unter verschiedenen Winkeln zur Faserrichtung entnommenen Sperrholzproben.

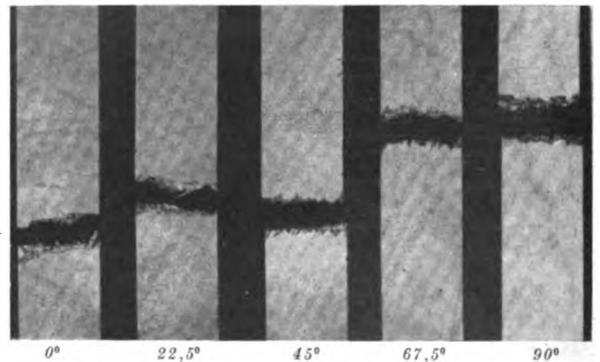


Abb. 17. Bruchaussehen von 8fachen unter 45° verleimten Sperrholzproben in verschiedener Richtung.

zum Ausdruck. Im Gegensatz zu den in Abb. 16 gezeigten Probestäben eines 3fachen Sperrholzes tritt bei den Proben der 45°-Sternplatte in keinem Fall ein Ausscheren oder ein Bruch in irgendeiner bevorzugten Faserrichtung ein.

Bei dem kurzfasrigen Bruch der Proben muß also eine Trennung aller Furniere in Faserrichtung erfolgen, und dieser Umstand beweist erneut, in welchem Umfang die Festigkeit der Sperrholzplatten von den Einflüssen einer guten Verleimung, die in einem der nächsten Kapitel noch näher untersucht werden, abhängig ist. Außerdem weist das Bruchaussehen darauf hin, daß die Splitterwirkung des Holzes bei dieser Verleimung ganz bedeutend vermindert wird. Bei einer Verleimung von Furnieren mit 50 vH höherer Festigkeit, wie sie bei guten Furnieren erreicht wird, müßten auf diesem Wege Festigkeitswerte erzielt werden, die die oben ermittelten Werte noch erheblich überschreiten.

Die Schubfestigkeit der Diagonal-Sternplatten ist ebenfalls in allen Richtungen doppelt so hoch wie bei dem rechtwinklig verleimten 3fachen Sperrholz.

Das Verhältnis von Schub- zu Zugfestigkeit steigt damit von 1:4 bei gewöhnlichem Sperrholz auf annähernd 1:2. Mit dieser Steigerung der Schubfestigkeit auf über den doppelten Wert bei nur 20 vH höherem Raumgewicht ergibt sich für den Konstrukteur ein Werkstoff, mit dessen Hilfe er in vielen Fällen mit der Hälfte des bisher angewendeten Baumgewichts auskommen kann.

b) 5fach verleimte Sperrholzplatte mit guter Biegefähigkeit und gleichmäßiger Schubfestigkeit.

Mit Rücksicht darauf, daß der Biegewiderstand mehrfach verleimter Platten wesentlich höher ist als bei normalem Sperrholz, und daß andererseits aber sehr viele gekrümmte Flächen, so z. B. bei torsionssteifen Flügelnasen, zum Mittragen herangezogen werden, wird im folgenden noch der Aufbau einer Platte angegeben, deren Eigenschaften in vielen Fällen den praktisch auftretenden Beanspruchungsverhältnissen am nächsten kommen. Läßt man bei der beschriebenen 8fachen Platte die beiden Querlagen fortfallen und ersetzt die beiden parallelen Innenlagen durch ein einziges Furnier, so ergibt sich eine 5fache Platte nach Abb. 18, die neben einer guten Biegefähigkeit in allen Rich-

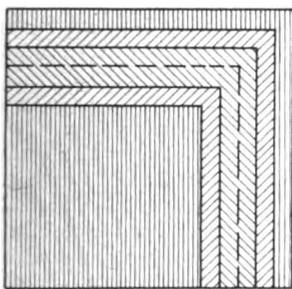


Abb. 18. 5—6fach unter 45° verleimte Platte ohne Querlage mit guter Biegefestigkeit parallel zur Längsfaser und hoher Schubfestigkeit in allen Richtungen.

Faserrichtung	Zugfestigkeit kg/cm ²	Schubfestigkeit kg/cm ²
längs	870	320
quer	490	430
diagonal	800	330

tungen durch das Fehlen der Querfurniere eine wesentlich bessere Biegefähigkeit in dieser Richtung aufweist als die ausgeglichene Platte. Die niedrige Zugfestigkeit quer zur äußeren Faserrichtung ist insofern kein Nachteil, als die Zugfestigkeit des Sperrholzes im Flugzeugbau fast stets nur in einer Richtung voll ausgenutzt wird. Durch den Wegfall der Querlage wird aber die Festigkeit in den anderen Richtungen eher noch gesteigert. Man erhält also eine 5fache Platte, die heute von 0,8 mm Dicke an ohne Schwierigkeiten hergestellt werden kann, und die sowohl für gekrümmte Flächen als auch für Holmstege und Beplankungen zweifellos sehr vorteilhaft verwendet werden kann.

Die Aussichten für eine allgemeine Anwendung dieser Platte an Stelle der Mehrzahl der heute gebräuchlichen Sperrholzplatten von verschiedenem Aufbau sind daher nicht ungünstig.

IV. Einfluß der Verleimung.

Die Steigerung der Festigkeitseigenschaften des Sperrholzes ist nach den bisherigen Versuchsergebnissen zu einem großen Teil auf den Einfluß der Verleimung zurückzuführen. Die folgenden Untersuchungen sollen dazu beitragen, den Anteil der Verleimungen an den Festigkeitseigenschaften eines Sperrholzes zu ermitteln und festzustellen, wie weit Verbesserungen dieser Festigkeitseigenschaften und insbesondere auch der Feuchtigkeits- und Witterungsbeständigkeit des gebräuchlichen Flugzeugsperrholzes mit Hilfe der vorhandenen Bindemittel erzielt werden können.

Die Versuche wurden an Sperrhölzern mit Kunstharzfilmverleimung und den für Flugzeugsperrholz gebräuchlichen Kaseinverleimungen durchgeführt, weil es sich bei diesen Verleimungen um zwei grundsätzlich verschiedene Bindemittel mit sehr unterschiedlichen Eigenschaften handelt. Ergebnisse von anderen Bindemitteln wurden bei den Vergleichsversuchen im allgemeinen nur dann angeführt, wenn ihre Eigenschaften im Vergleich zu diesen beiden Bindemitteln stark abweichende Ergebnisse lieferten.

1. Festigkeitseigenschaften des Sperrholzes.

Zur Beurteilung der Versuchsergebnisse wurden neben den üblichen längs, quer und diagonal zur äußeren Faserrichtung ermittelten Zugfestigkeitswerten verschiedene Vergleichszahlen eingeführt. Der Einfluß des verschiedenen Aufbaues auf die Längs- und Querfestigkeit wurde durch die Summe der längs + quer zur Faserrichtung ermittelten Zugfestigkeit, die bei Sperrholz derselben Dicke nahezu konstant ist, ausgeschaltet. Da außerdem im Flugzeugbau besonders die Festigkeitseigenschaften in Abhängigkeit vom Raumgewicht für den Konstrukteur von Interesse sind, wurde die Reißlänge der einzelnen Sperrhölzer (Zugfestigkeit, bezogen auf das Raumgewicht) mit aufgenommen. Weiter wurde für alle Sperrholzplatten von jeder beliebigen Dicke und Verleimung als Gütezah die Summe der Reißlängen längs + quer + diagonal zur äußeren Faserrichtung eingeführt, wobei die Reißlänge diagonal zur Faserrichtung als Maßstab für die Güte der Leimung gelten kann.

a) Versuchsergebnisse an kaseinverleimtem Sperrholz verschiedener Dicke.

Eine Zusammenstellung der Festigkeitswerte und Vergleichszahlen aus mehreren hundert Sperrholzplatten von verschiedenem Aufbau und verschiedener Dicke in Zahlentafel 4 zeigt, wie die Werte für die Summe der Zugfestigkeit und der Reißlängen mit zunehmender Sperrholzdicke ab-

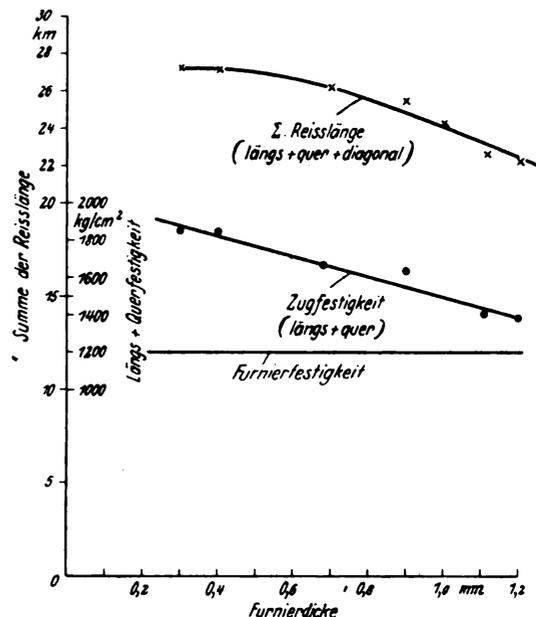


Abb. 19. Längs- und Querfestigkeit und Summe der Reißlängen von kaseinverleimtem Sperrholz in Abhängigkeit von der Furnierdicke.

Zahlentafel 4.

Zugfestigkeit und Reißlänge von handelsüblichem Birken-sperrholz verschiedener Dicke (Mittelwerte) (Kaseinverleimung).

Dicke mm	0,9	1,5	2,1	2,8	5,0	6,0	10,0	Einzel-Furnier
Aufbau	3fach	3fach	3fach	3fach	5fach	5fach	9fach	—
Mittlere Furnierdicke mm	0,3	0,5	0,7	0,9	1,0	1,3	1,1	0,2
Raumgewicht g/cm ³	0,81	0,80	0,76	0,75	0,74	0,74	0,75	0,67
Feuchtigkeitsgehalt vH	11,8	11,0	12,4	11,7	11,1	11,5	10,0	7,5
Anzahl der geprüften Platten	90	120	104	78	30	17	3	3
Zugfestigkeit kg/cm ²								
längs	1170	974	1050	936	831	802	734	1220
quer	680	845	657	723	690	590	675	25
diagonal*)	346	308	275	263	316	275	284	70
längs + quer	1850	1819	1707	1659	1521	1392	1409	1245
Reißlänge km								
längs	14,45	12,18	13,82	12,48	11,23	10,84	9,8	18,3
quer	8,40	10,56	8,64	9,64	9,32	7,97	9,00	0,37
diagonal	4,27	3,83	3,62	3,51	4,27	3,72	3,79	1,04
längs + quer + diagonal	27,12	26,57	26,08	25,63	24,82	22,53	22,59	19,71

*) Zugfestigkeit diagonal wurde nicht an sämtlichen geprüften Platten ermittelt.

nehmen. Die Unterschiede zwischen dem 1 und 10 mm dicken Sperrholz betragen 20 bis 25 vH. Dabei fällt auf, daß die Unterschiede zwischen 5 und 10 mm Dicke wesentlich kleiner sind als zwischen dem 1 und 5 mm dicken Sperrholz. Bei näherer Betrachtung der bei diesen Sperrhölzern verwendeten mittleren Furnierdicken ergibt sich, daß das Sperrholz zwischen 5 und 10 mm Dicke aus nahezu gleich dicken Furnieren verleimt war. In Abb. 19 sind deshalb die Festigkeitseigenschaften und die Summen der Reißlängen der in Zahlentafel 4 aufgeführten Hölzer in Abhängigkeit von der mittleren Furnierdicke aufgetragen. Die Schaulinien zeigen deutlich, wie beide Werte mit abnehmender Furnierdicke allmählich zunehmen. Der Höchstwert scheint bei einer Verleimung von 0,3 mm dicken Furnieren noch nicht erreicht zu sein, so daß eine Verleimung dünnerer Furniere noch höhere Werte erwarten läßt.

Folgerungen aus diesen Versuchen: Die Ursache für diese Festigkeitssteigerung ist nun zweifellos auf eine verfestigende Einwirkung des Bindemittels zurückzuführen, die um so größer wird, je größer der Anteil des ins Holz eingedrungenen Leimes im Verhältnis zum Holzanteil ist, d. h., je dünnere Furniere für die Verleimung verwendet werden. Es ist weniger wahrscheinlich, daß bei einer so großen Anzahl von Versuchen für das dünnere Sperrholz, vielleicht mit Rücksicht auf das bessere Schälern der Furniere, Hölzer von höherer Festigkeit verarbeitet wurden.

Vergleicht man die für die einzelnen Platten in Zahlentafel 6 ermittelten Festigkeitswerte mit der reinen Holzfestigkeit gleichartig geschichteter, unverleimter Furniere, so kommt man bei der Annahme einer mittleren Furnierfestigkeit von 1200 kg/cm² längs zur Faserrichtung und 40 kg/cm² diagonal zur Faserrichtung zu Festigkeitssteigerungen, die für die Kaseinleimung (längs + quer) 15 bis 50 vH und diagonal 600 bis 800 vH der reinen Furnierfestigkeit betragen. Diese erhebliche Steigerung der Diagonalfestigkeit wird von Schepelmann [11] auf die für das Ausscheren der Leimflächen erforderlichen Kräfte zurückgeführt, während er die Steigerung in Faserrichtung durch eine »Überbrückungstheorie« erklärt, nach der die niedrige Festigkeit des Querschnitts Punkt für Punkt durch eine fest damit verbundene Längsfaser überbrückt und dadurch erhöht wird. Er stellt dabei fest, daß sich die Festigkeit einer Sperrholzplatte zusammensetzt aus der Festigkeit der leimfreien Furniere (»Summationsfestigkeit«) und einem Produkt aus der Zahl der Leimflächen mit dem »Verfestigungsfestwert«, der für alle Leimfugen (bei gleichartigem Bindemittel und Verleimungen unter 90°) eine konstante Größe darstellt. Diese Feststellung muß jedoch nach den vorliegenden Versuchsergebnissen eine Einschränkung erfahren, da die Versuche einwandfrei zeigen, daß der Einfluß der Leimung auch um so größer wird, je dünnere Furniere zur Verleimung kommen. Der angeführte »Verfesti-

gungsfestwert« dürfte daher immer nur bei Verleimungen mit Furnieren derselben Dicke Gültigkeit haben, wobei allerdings berücksichtigt werden kann, daß die Unterschiede für dickere Furniere (über 1 mm) immer kleiner werden.

Zur Untersuchung der Ursache dieser Festigkeitssteigerung wurden zunächst einige Birkenfurniere verschiedener Dicke beidseitig mit Kasein-Kaltleim bestrichen und nach dem Trocknen im Vergleich zu unbehandelten, aus derselben Furnierfaser entnommenen Proben auf Zugfestigkeit geprüft. Dabei ergab sich eine Festigkeitserhöhung der dünnen leimgetränkten Furniere bis zu 30 vH, während dickere Furniere nur Unterschiede von 0 bis 10 vH ergaben. Eine wesentliche Änderung der zugelastischen Eigenschaften der Furniere in Faserrichtung unter dem Einfluß der Leimung wurde jedoch nicht festgestellt. Auch Hertel [12] stellt in umfangreichen Versuchen mit leimfreien und lamellierten Furnieren in Faserrichtung eine nur geringe Steigerung des Elastizitätsmoduls, quer und diagonal dagegen eine Steigerung des Elastizitätsmoduls von bis zu 50 vH fest. Bei vollständig leimdurchtränkten Furnieren wird diagonal zur Faserrichtung sogar eine Steigerung des Elastizitätsmoduls von mehr als 100 vH erzielt.

Aufschluß über die Ursache dieser Verfestigung gibt das Bruchaussehen der getränkten und leimfreien Furniere in Abb. 20. Während bei den letzteren infolge der geringen Querfestigkeit ein stark splittender Bruch durch Auftrennen und Abscheren der einzelnen tragenden Holzfaserbündel gegeneinander auftritt, wird beim leimgetränkten Furnier die niedrige Querfestigkeit erhöht und dadurch ein Auftrennen in Längsrichtung verhindert. Die Holzfaserbündel können deshalb nicht mehr einzeln in ihrem schwächsten Querschnitt reißen, weil dieser durch die Leimung überbrückt wird und der Bruch aller Faserstränge in einem gemeinsamen Querschnitt erfolgen muß. Die Verfestigung der Furniere in Faserrichtung beruht also im wesentlichen auf einem Ausgleich der Festigkeitseigenschaften der Früh- und Spätholzfasern unter dem Einfluß der Verleimung und der dadurch bewirkten gleichmäßigen Spannungsverteilung über den ganzen Holzquerschnitt. Weiterhin besteht bei Hölzern, deren Frühholzfasern geringere Festigkeit als das Bindemittel selbst aufweisen, die Möglichkeit, daß sie durch eine Verfestigung der niedrigen Festigkeitseigenschaften dieser Faserbündel eine Steigerung der Gesamtfestigkeit des Holzquerschnittes ergibt.

Die Steigerung der Furnierfestigkeit quer und diagonal zur Faserrichtung ist ebenfalls begrenzt durch die Festigkeit und elastischen Eigenschaften der Bindemittel selbst. Ihr Einfluß wird um so größer, je höher die Festigkeit des verwendeten Bindemittels ist und je besser das Bindemittel ins Holz eindringen kann. Schließlich kann auch die Höhe des beim Verleimen angewendeten Preßdruckes und das



Abb. 20. Bruchaussehen von Furnieren, links ohne Leimtränkung, rechts mit Leimtränkung.

dadurch erzielte bessere Eindringen des Bindemittels ins Holz einen festigkeitssteigernden Einfluß ausüben.

In Faserrichtung müßte auf diesem Wege bei Anwendung geeigneter Bindemittel von hoher Festigkeit theoretisch die Festigkeit der reinen Holzfasern erreicht werden. Die Durchtränkung müßte dabei allerdings so weit geführt werden, daß ein Abgleiten der Einzelfaser gegeneinander verhindert und ein reiner Fasertrennungsbruch erzielt wird. Praktisch ist dieses Ziel der Holzimprägnierung jedoch zur Zeit nicht

erreichbar, weil, abgesehen von der geringen Festigkeit der Bindemittel ihre Viskosität zu hoch ist, um durch die Zellwände hindurchzudringen, und weil außerdem das Holz nicht so dünn geschält werden kann, daß eine vollständige Imprägnierung aller Zellen und Gefäße möglich ist.

b) Verleimung dünner Furniere.

Bis vor kurzer Zeit war die Mindestdicke der für Flugzeugsperrholz verwendeten Furniere 0,3 mm. Bei Verwendung dieser Furniere ließen sich Sperrholzplatten bis zu 1 mm Dicke nur aus drei Lagen aufbauen. Heute jedoch werden mit Hilfe von Präzisionsschälmaschinen Furniere bis zu einer Mindestdicke von 0,1 mm einwandfrei hergestellt. Dieser Fortschritt sowie die Möglichkeit, eine größere Zahl der dünnen Furniere mittels eines trockenen Leimverfahrens (Kunstharzfilm) gleichzeitig in einem Preßgang zu verleimen, eröffnet für die Herstellung von Flugzeugsperrholz neue Wege. So kann z. B. ein 0,5 oder 1 mm dickes Sperrholz aus 5 bzw. 10 Einzelfurnieren ohne Schwierigkeiten hergestellt werden. Durch Verleimen der dünnsten, praktisch noch herstellbaren Furniere sollte daher in den vorliegenden Versuchen festgestellt werden, wie weit sich die Festigkeitseigenschaften einer Sperrholzplatte noch steigern lassen. Die Ergebnisse aus einigen Vergleichsplatten, die der Einfachheit halber mit Kunstharzfilmen verleimt wurden, zeigen in Zahlentafel 5, daß das spezifische Gewicht des Sperrholzes durch die mehrfache Verleimung der dünnen Furniere, und zum Teil vielleicht auch infolge des höheren Preßdruckes bei der Verleimung, um bis zu 50 vH höher wird als bei gewöhnlichem Sperrholz.

Aus der Abhängigkeit der Festigkeitseigenschaften von der Furnierdicke in Abb. 21 geht besonders deutlich hervor, daß sich gerade bei der Verleimung der dünnsten Furniere mit Kunstharzfilmen noch eine ganz beträchtliche Verbesserung der Festigkeitswerte erzielen läßt. Die Verlängerung der Versuchskurve bis zum Schnitt mit der Ordinatenachse liefert eine theoretische Maximalfestigkeit von ungefähr 3500 kg/cm², ein Wert, der der bereits erwähnten Festigkeit der Einzelfaser wahrscheinlich sehr nahe kommt.

Weniger groß ist die Steigerung der Reißlängen infolge des wesentlich höheren spezifischen Gewichtes dieser Sperrholzer. Immerhin nehmen auch die für die Summe der Reißlängen aufgetragenen Vergleichszahlen in Abb. 21 einen langsam ansteigenden Verlauf.

Zahlentafel 5. Festigkeitseigenschaften von mehrfach verleimtem Sperrholz aus dünnen Furnieren.

Art der Verleimung	90°-Kunstharzfilm-Verleimung						unverleimtes Birken-Furnier
	0,95	1,1	1,1	1,5	1,8	3,7	
Sperrholzdicke mm	0,95	1,1	1,1	1,5	1,8	3,7	1,3
Aufbau	9fach	10fach	5fach	5fach	3fach	3fach	—
Mittlere Furnierdicke mm	0,1	0,11	0,2	0,3	0,6	1,3	—
Raumgewicht g/cm ³	1,11	1,12	0,99	0,86	0,76	0,69	0,67
Feuchtigkeitsgehalt vH	7,9	8,0	8,2	8,3	8,0	7,5	7,0
Zugfestigkeit kg/cm ²							
längs	1 665	1 810	1 740	1 450	1 360	960	1 400
quer	1 450	1 430	1 310	1 070	865	912	25
diagonal	850	853	609	519	435	362	70
längs + quer	3 115	3 240	3 050	2 520	2 225	1 872	1 425
Reißlänge km							
längs	15,0	16,2	17,6	16,9	17,9	13,9	20,9
quer	13,1	12,8	13,2	12,4	11,4	13,2	0,37
diagonal	7,65	7,62	6,1	6,0	5,7	5,25	1,04
längs + quer + diagonal	35,75	36,62	36,9	35,3	35,0	32,35	22,31
Elastizitätsmodul kg/cm ²							
längs	157 000	—	159 000	—	136 000	119 000	220 000
quer	137 000	—	112 000	—	76 000	88 000	3 500
diagonal	58 000	—	45 000	—	31 000	28 500	10 000
Schubfestigkeit kg/cm ²							
längs	—	503	—	234	—	210	60 bis 80
quer	—	534	—	262	230	226	—
diagonal	—	684	—	428	346	312	—

Anm.: Mittel aus 3 Versuchen.

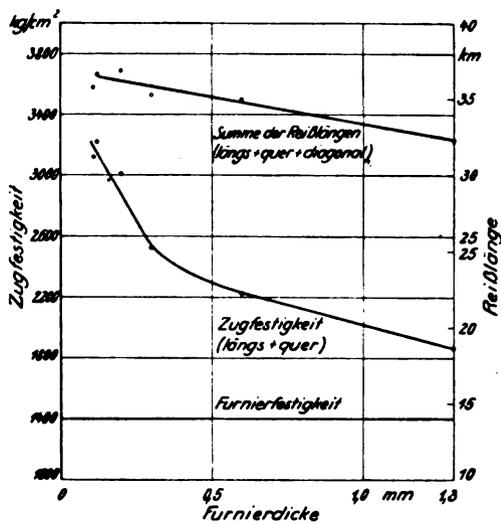


Abb. 21. Abhängigkeit der Sperrholzfestigkeit und Reißlänge von der Furnierdicke bei kunstharzfilmverleimtem Sperrholz.

Ein Vergleich dieser Festigkeitswerte mit den in Abb. 19 zusammengestellten Versuchsergebnissen an kaseinverleimtem Sperrholz ist allerdings nur bedingt möglich, weil es sich hier um Laboratoriumsversuche mit ausgesuchten Furnieren von hoher Festigkeit handelt, während die obigen Ergebnisse aus einer größeren Zahl von gebräuchlichen Sperrholzplatten zusammengestellt wurden.

Bemerkenswert in Zahlentafel 5 ist noch die beträchtliche Steigerung der Diagonalfestigkeit von 360 kg/cm² bei normalem dreifachem Sperrholz auf 850 kg/cm² bei der 9fach verleimten Platte. Die mit steigender Furnierzahl zunehmende Diagonalfestigkeit bestätigt damit die frühere Feststellung, daß die Diagonalfestigkeit nicht nur von der Scherfestigkeit der Leimfuge und der Überbrückung der Querverfurniere, sondern in erhöhtem Maße von der Zahl und der Durchleimung der Furniere abhängig ist. Zur Begründung dieser letzteren Behauptung wurden Versuche mit Sperrholz durchgeführt (Zahlentafel 6, Versuch 4 und 5), bei denen gleichartige Furniere mit einem bzw. zwei Leimfilmen in jeder Leimfuge verleimt wurden. Bei der Prüfung der Platten zeigte sich, daß dabei in beiden Fällen dieselbe Festigkeit, bei der Verleimung mit 2 Filmen (Doppelfilmverleimung) dagegen eine bis zu 100 vH höhere Diagonalfestigkeit erzielt wird.

Ebenso erfährt die Schubfestigkeit mit zunehmender Zahl der verleimten Furniere eine beträchtliche Steigerung

und erreicht beim 10fach verleimten Sperrholz in Zahlentafel 5 mehr als den doppelten Wert des normalen Sperrholzes. Sie ist also ebenso wie die Diagonalfestigkeit um so mehr vom Einfluß der Verleimung abhängig und um so höher, je besser die einzelnen Furniere vom Bindemittel durchtränkt sind.

c) Vergleichsversuche mit verschiedenartigen Bindemitteln.

Der Einfluß verschiedenartiger Bindemittel auf die Festigkeitseigenschaften des Sperrholzes wurde zunächst wieder an handelsüblichen Sperrholzplatten mit Kasein-, Blutalbumin- und Kunstharzfilm-Verleimungen untersucht. Bei einem Vergleich der verschieden verleimten Sperrholzplatten in Zahlentafel 6 sind die Festigkeitseigenschaften und Reißlängen der kunstharzfilmverleimten Platten ebenso wie bei früheren Versuchen etwas günstiger als beim blutalbumin- und kaseinverleimtem Sperrholz, von denen das letztere die niedrigsten Werte aufweist.

Da nun das untersuchte Sperrholz von verschiedenen Herstellern bezogen wurde und deshalb in der Furnierbeschaffenheit sehr verschieden sein kann, wurden einige Versuchsreihen mit kasein- und kunstharzfilmverleimten Sperrholzplatten durchgeführt, deren Furniere aus demselben Stamm geschält und zu Sperrholz von gleicher Dicke und gleichem Aufbau verleimt waren. Die bei der Prüfung erzielten Unterschiede in den Festigkeitswerten und Elastizitätszahlen längs und quer zur äußeren Faserrichtung waren aber bei diesen Sperrhölzern so gering, daß von einer verschiedenartigen Beeinflussung dieser Festigkeitseigenschaften durch die beiden Bindemittel nicht gesprochen werden konnte. Lediglich die Diagonalfestigkeit der kunstharzfilmverleimten Platten war entsprechend den in Zahlentafel 6 aufgeführten Werten etwa 10 bis 30 vH höher, während der Elastizitätsmodul diagonal ebenfalls nur geringe Unterschiede zeigte.

Bemerkenswert sind ferner noch die Versuchsergebnisse, die mit einfachem und doppeltem Leimfilm an Furnieren derselben Festigkeit erzielt wurden. Sie zeigen unter Nr. 4 und 5 der Zahlentafel 6, daß zwar die Summe der Festigkeitseigenschaften bei dem mit Doppelfilm verleimtem Sperrholz höher, die Summe der Reißlängen dagegen etwas niedriger ist als bei einfacher Verleimung. Dies erklärt sich dadurch, daß der größere Anteil an Leimmasse bei der Doppelfilmverleimung ein höheres Raumgewicht und eine größere Probendicke bedingt, daß es aber nicht gelingt, den vorhandenen Überschuß an Bindemittel in die Holz- zellen und Gefäße einzupressen und dadurch die Festigkeitseigenschaften der Furniere in gleichem Maße zu steigern.

Zahlentafel 6. Festigkeitseigenschaften von 3fachem mit verschiedenartigen Bindemitteln verleimtem Sperrholz.

Lfd. Nr.	Art der Verleimung	Sperrholzdicke mm	Raumgewicht g/cm ³	äußere Faserrichtung	Zugfestigkeit kg/cm ²		Summe der Reißlängen km	E-Modul kg/cm ²	Schubfestigkeit kg/cm ²	Feuchtigkeitsgehalt vH
					längs	längs + quer				
1	Kasein	1,6	0,80	längs quer diagonal	1090	1803	26,7	120 000	209	10,0
					713			96 000	213	
					324			36 000	338	
2	Blutalbumin	1,6	0,72	längs quer diagonal	1150	1880	30,5	120 000	190	9,7
					730			69 000	220	
					314			25 500	285	
3	Kunstharzfilm	1,8	0,76	längs quer diagonal	1170	2030	32,0	155 000	272	8,7
					860			97 000	273	
					400			34 000	406	
4	Kunstharzfilm einfach	1,2	0,70	längs quer diagonal	1070	1725	29,4	128 000	215	8,5
					655			71 000	230	
					331			29 000	345	
5	Kunstharzfilm doppelt	1,25	0,77	längs quer diagonal	1070	1762	29,1	132 000	297	7,7
					692			80 000	309	
					475			40 000	447	
6	Acetylcellulosefilm			längs quer diagonal	1050	1615	22,75	110 000	—	5,8
					565			63 000	—	
					450			35 000	—	

Dagegen wurde die Diagonalfestigkeit, die Schubfestigkeit längs, quer und diagonal und der Elastizitätsmodul diagonal zur Faserrichtung, also alle Festigkeitswerte, die nach den früheren Ergebnissen zum größten Teil vom Einfluß der Durchleimung abhängig sind, um 30 bis 40 vH erhöht, eine Steigerung, die in vielen Fällen die 10 vH Gewichtserhöhung aufwiegen dürfte.

Von Interesse ist in diesem Zusammenhang ein Verleimungsversuch an einer dünnen mit Acetylcellulosefilm verleimten Sperrholzplatte (Nr. 6, Zahlentafel 6). Sie steht zwar bezüglich der Festigkeitseigenschaften hinter dem handelsüblichen Sperrholz etwas zurück, hat aber den Vorzug einer sehr guten Biegefähigkeit bei wasserfester Verleimung. Ihre Anwendung kommt jedoch, wie bereits eingangs erwähnt, aus wirtschaftlichen Gründen höchstens für Sonderzwecke in Frage.

Ein anschauliches Bild über die elastischen Eigenschaften der verschiedenen untersuchten Verleimungen und ihre Auswirkung auf die Diagonalfestigkeit des Sperrholzes wird in Abb. 22 am Bruchaussehen von drei Sperrholzproben gezeigt. Während bei Probe 1 der Bruch bei hoher Leimfestigkeit nahezu senkrecht zur Zugrichtung verläuft und die Holzfasern in Faserrichtung trennt, tritt bei Probe 2 bei niedriger Diagonal- und Leimfestigkeit ein Ausscheren der Leimfläche und Abscheren der Furniere in Faserrichtung auf. Eine mittlere Festigkeit bei hoher Verformungsfähigkeit wird bei der Cellonverleimung erzielt, die in Probe 3 eine starke, für Holzproben ungewöhnliche Einschnürung aufweist.

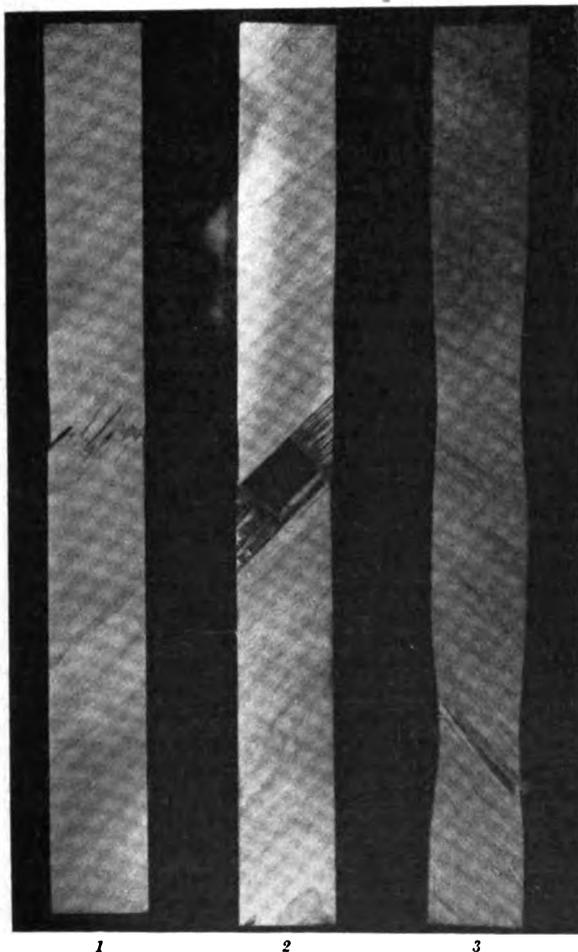


Abb. 22. Bruchaussehen verschieden verleimter Sperrholzproben diagonal zur Faserrichtung.

	Diagonalfestigkeit kg/cm ²	Leimfestigkeit kg/cm ²
Probe 1	340	42
Probe 2	255	24
Probe 3	298	30

Diagonal-Stern-Platte mit Kasein- und Kunstharzfilmverleimung: Nachdem sich gezeigt hatte, daß die Festigkeitseigenschaften des Sperrholzes im Winkelbereich zwischen 0 und 90° zur äußeren Faserrichtung bei Anwendung verschiedenartiger Bindemittel stärker beeinflußt werden als längs und quer, war anzunehmen, daß sich diese Verleimungseinflüsse bei den Diagonal-Sternplatten ebenfalls günstig auswirken würden. Dieser Nachweis wurde in Zug- und Schubversuchen an 7fach unter 45° mit kasein- und kunstharzfilmverleimten Platten in Zahlentafel 7 erbracht. Bei einer Steigerung des Raumgewichtes der kunstharzfilmverleimten Platte um 11 vH ergibt sich eine Erhöhung der Zugfestigkeit um 20 bis 30 vH und der Schubfestigkeit um 24 bis 39 vH gegenüber dem kaseinverleimten Sperrholz. Die Summe der Reißlängen ist infolgedessen 12 vH höher. Dagegen schwanken die Unterschiede des Elastizitätsmoduls innerhalb der üblichen Streuwerte, so daß von einer Steigerung nicht gesprochen werden kann.

Aus diesem Versuch ist also zu entnehmen, daß mit Hilfe der angewendeten Kunstharzfilmverleimung zwar eine beträchtliche Verbesserung der Festigkeitseigenschaften, in keinem Falle aber eine Steigerung des Elastizitätsmoduls gegenüber dem gebräuchlichen kaseinverleimten Sperrholz erzielt werden kann.

Die auf die bessere Durchleimung der dünnen Furniere zurückzuführende Festigkeitssteigerung geht auch aus einigen Mikro-Gefügeaufnahmen hervor, die zur Ergänzung der bisherigen Untersuchungen in Abb. 23 bis 25 gezeigt sind. Allerdings tritt die Kasein-Leimung in Abb. 23 infolge der geringen Farbunterschiede gegenüber Holz nicht so deutlich hervor wie bei der unmittelbaren Beobachtung im Mikroskop. Immerhin ist zu erkennen, daß die Leimschicht bei kaseinverleimten Sperrholz sehr dünn ist und nur in die an der Furnieroberfläche angeschnittenen Gefäße eindringt, während die dünnen, filmverleimten Furniere zum Teil mit dem Bindemittel ausgefüllt sind und dadurch auch eine höhere Schubfestigkeit (Zahlentafel 7) bedingen.

Biegefähigkeit: Im Zusammenhang mit den Vergleichsversuchen über die Festigkeitseigenschaften von verschiedenartig verleimtem Sperrholz wurde auch die Biegefähigkeit einiger dünner Sperrholzplatten untersucht, insbesondere weil als Nachteil des kunstharzfilmverleimten Sperrholzes häufig seine geringe Biegefähigkeit beanstandet wurde. Die technologische Bestimmung der Biegefähigkeit wurde durch Hin- und Herbiegen des Sperrholzes über Schablonen von stufenweise abnehmendem Biegehalbmesser (Bauvorschriften für Flugzeuge 1928, Nr. 1123a) vorgenommen. Dabei wurde gefunden, daß die filmverleimten Platten im Anlieferungszustand infolge des 2 bis

Zahlentafel 7. Vergleichsversuche mit Kasein- und Kunstharzfilmverleimung an 45° Sternplatten (verleimt aus Furnieren derselben Festigkeit)

	Faserrichtung der Außenlage	Kasein- verleimung	Kunstharz- filmverlei- mung	Unter- schied in vH
Sperrholz- dicke mm	—	2,0	2,0	—
Feuchtigkeits- gehalt vH	—	10,3	6,5	—
Raumgewicht	—	0,76	0,84	+ 11,2
Zugfestigkeit kg/cm ²	längs quer diagonal	811 746 847	976 969 1050	+ 20,4 + 30 + 24
Reißlängen	längs + quer + diagonal	31,6	35,5	+ 12,7
E-Modul kg/cm ²	längs quer diagonal	81 000 78 000 79 000	91 000 74 000 82 000	+ 12 — 5 + 3,8
Schub- festigkeit kg/cm ²	längs quer diagonal	322 306 312	399 424 433	+ 24 + 38 + 39

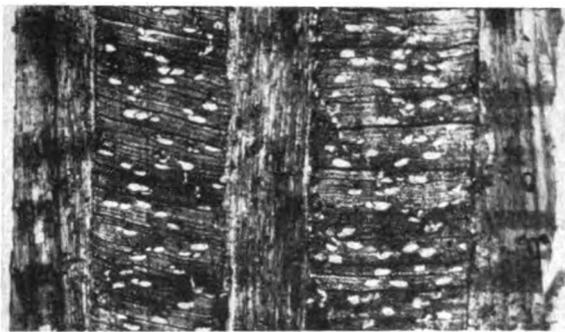


Abb. 23. Querschnitt durch normales 5-faches Sperrholz mit Kaseinverleimung ($V = 20$).



Abb. 24. Querschnitt durch 7-fach unter 45° verleimtes Sperrholz (Kaseinleimung) ($V = 28$).

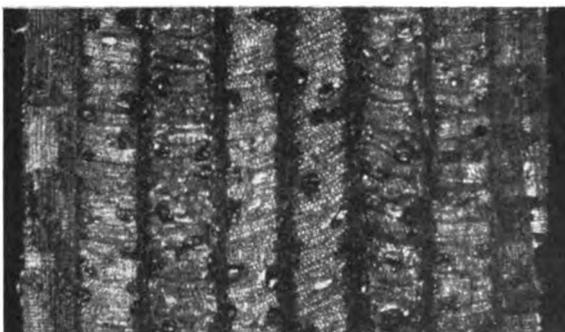


Abb. 25. Querschnitt durch 8-fach unter 45° verleimtes Sperrholz mit Kunstharzfilmverleimung ($V = 24$).

3 vH niedrigeren Feuchtigkeitsgehaltes etwas steifer sind und eine größere Biegekraft erfordern, beim Biegen unter den gleichen Feuchtigkeitsbedingungen aber bei denselben Biegeradien brechen wie kasein- und blutalbuminverleimtes Sperrholz. Bei einem Feuchtigkeitsgehalt von 8 bis 10 vH ergeben sich bei dünnem Sperrholz Bruchbiegeradien von 20- bis 30facher Sperrholzdicke, quer zur Faserrichtung tritt der Bruch bei 10- bis 15facher Sperrholzdicke ein. Sperrholz mit doppelter Filmverleimung ist noch etwas steifer und weniger biegefähig.

Im allgemeinen wird aber der Biegefähigkeit des Sperrholzes im trockenen Zustand viel zu große Bedeutung beimessen, da fast alle Sperrholzplatten beim Biegen über starke Krümmungen von 5- bis 10facher Sperrholzdicke, wie sie in der Praxis häufig vorkommen, angefeuchtet werden müssen. Gegen dieses Anfeuchten ist aber eine kunstharzfilmverleimte Platte auf Grund ihrer höheren Feuchtigkeitsbeständigkeit zweifellos weit weniger empfindlich als das kaseinverleimte Sperrholz. Außerdem ist die Biegefähigkeit bei den Sperrhölzern beim gleichen Feuchtigkeitsgehalt ungefähr gleich. Die beim lufttrockenen, kunstharzfilmverleimten Sperrholz häufig beanstandete höhere Stei-

figkeit kann daher mit Rücksicht auf Knickbeanspruchungen bei ebenen Platten nur von Vorteil sein.

Biegeschwingsfestigkeit: Schließlich wurde noch die Biegeschwingsfestigkeit an einigen Proben längs und diagonal zur Faserrichtung vergleichsweise für beide Sperrholzarten untersucht. Zur Durchführung der Versuche wurden kunstharzfilm- und kaseinverleimte Sperrholzproben von 3,7 bzw. 3,2 mm Dicke auf der Planbiegemaschine der DVL⁴⁾ einem wechselnden Biegemoment unterworfen. Die Dauerbiegefestigkeit in Faserrichtung ist ähnlich wie die statische Festigkeit bei beiden Sperrholzarten kaum verschieden. Das Verhältnis der Dauerbiegefestigkeit zur Zugfestigkeit beträgt 0,25 bzw. 0,26 (Zahlentafel 8). Diagonal zur Faserrichtung dagegen ist beim filmverleimten Sperrholz die Biegeschwingsfestigkeit (bei einem Feuchtigkeitsgehalt von 8 bis 10 vH) ungefähr doppelt so hoch wie beim kaseinverleimten Sperrholz, trotzdem sich die Diagonalzugfestigkeit bei beiden Sperrhölzern nur wenig unterscheidet. Es scheint demnach, daß sich die Kunstharzfilmverleimung infolge ihrer besseren Verankerung im Holz auch gegenüber Schwingungsbeanspruchungen erheblich besser verhält. Der Bruch erfolgte bei den kasein- und kunstharzfilmverleimten Diagonalproben durch Auseinanderblättern der Furniere in den Leimflächen.

Zahlentafel 8. Biegeschwingsfestigkeit von Birken-sperrholz. Geprüft auf der Planbiegemaschine der DVL⁴⁾.

Sperrholzverleimung	Dicke mm	äußere Faserrichtung	Zugfestigkeit σ_B kg/cm ²	Biegeschwingsfestigkeit σ_w kg/cm ²	Verhältnis σ_w/σ_B
Kunstharzfilm	3,7	längs	960	250	0,26
		diagonal	362	198	0,52
Kasein	3,2	längs	1207	300	0,25
		diagonal	328	85	0,26

d) Verleimung getränkter Furniere.

Um eine weitere Steigerung der Feuchtigkeitsbeständigkeit der Sperrholzplatten zu erzielen, wurden 0,12 bis 0,5 mm dicke Furniere auf 2 bis 3 vH Feuchtigkeitsgehalt getrocknet und mehrere Stunden in eine Phenol-Formaldehydlösung eingelagert. Nach der vollständigen Durchtränkung wurden sie zunächst vorgetrocknet und dann unter Druck und Hitze verpreßt. Einige Platten wurden außerdem an der Oberfläche mit dünnem Baumwollgewebe oder Aluminiumdeckfolien verpreßt.

Der Einfluß der verschiedenartigen Tränkungs- und Oberflächenschutzmittel auf die Festigkeitseigenschaften der Sperrhölzer ist an den Versuchsergebnissen in Zahlentafel 9 wiedergegeben. Kennzeichnend für alle Versuchsplatten mit und ohne Decklagen ist die Steigerung der Diagonalfestigkeit, der Scherfestigkeit längs, quer und diagonal zur Faserrichtung, sowie des Elastizitätsmoduls diagonal zur Faserrichtung, gegenüber den bisher geprüften Sperrhölzern. Diese Festigkeitswerte sind noch höher als die mit den dünnen, mehrfach verleimten Furnieren erzielten Werte (Zahlentafel 5) und bestätigen damit erneut die wiederholt erwähnte starke Abhängigkeit dieser Festigkeitseigenschaften von der Durchleimung der Furniere. Sie zeigen ferner, daß trotz der beträchtlichen Steigerung des Raumgewichtes die Gütezahlen dieser Platten gegenüber normalem Sperrholz (Zahlentafel 4) nicht zurückstehen und zum Teil noch etwas höher liegen.

Ein wesentlicher Einfluß der dünnen Gewebe- oder Aluminium-Decklagen auf die Festigkeitseigenschaften längs und quer zur Faserrichtung wurde in keinem Falle festgestellt. Lediglich die Diagonalfestigkeit wurde durch diese Decklagen zum Teil etwas gesteigert, bezogen auf das höhere Raumgewicht ist diese Steigerung jedoch unbedeutend, weil die Reißlängen dieser Stoffe ebenfalls nicht höher liegen als beim Sperrholz selbst.

⁴⁾ DVL-Jahrbuch 1931, S. 469, Abb. 56 und 57.

Zahlentafel 9. Zugfestigkeit von aus kunstharz-getränktem Furnieren verleimtem Sperrholz.

Lfd. Nr.	Aufbau	Dicke mm	spez. Gew.	Faser-richtung	Zug-festig-keit kg/cm ²	Reiß-länge km	Summe der Reiß-längen km	Elast.-Modul kg/cm ²	Schub-festig-keit kg/cm ²
1	4 × 0,3 mm Birke, kunstharz-getränkt	1,2	1,2	längs quer diag.	1580	12,1	29,35	182000	523
					1560	12,0		173000	593
					688	5,25		69000	772
2	5 × 0,4 mm Birke + 0,1 mm Gewebe-decklagen	2,0	1,29	längs quer diag.	1560	12,1	30,1	165000	565
					1330	10,3		124000	566
					987	7,7		70000	695
3	5 × 0,12 mm Birke, getränkt	0,6	1,21	längs quer diag.	1355	11,2	27,9	—	—
					1117	9,7		—	—
					847	7,0		—	—
4	5 × 0,12 mm Birke + 0,5 mm Alum.-Folie zweiseitig	0,62	1,28	längs quer diag.	1335	10,5	27,3	—	—
					1260	9,8		—	—
					898	7,0		—	—
5	3 × 0,4 mm Buche getränkt	0,9	1,09	längs quer diag.	1545	14,2	23,25	149000	470
					965	8,8		121000	558
					571	5,25		67000	641
6	3 × 0,4 mm Buche + 0,1 mm Gewebe-decklagen	1,3	1,30	längs quer diag.	1515	11,6	23,9	134000	660
					825	6,3		91000	598
					779	6,0		62000	861

Eine weitere Steigerung der Diagonalfestigkeit und Schubfestigkeit ist jedoch zu erwarten, wenn das Aufpressen der dünnen Gewebelagen diagonal zur Holzfaserrichtung erfolgt. Durch Anwendung eines Gewebes mit bevorzugter Festigkeit in einer Richtung kann dieser Einfluß unter Umständen noch verstärkt werden.

2. Leim- und Wasserfestigkeit verschiedener Bindemittel.

Die höchsten Anforderungen an die Fugenfestigkeit einer Sperrholzleimung treten, wie schon gezeigt, bei Zug- und Schubbeanspruchungen diagonal zur Faserrichtung auf. Da bei dieser Art der Beanspruchung bis zu 90 vH des Festigkeitsanteils auf den Einfluß der Leimung und deren Bindefestigkeit zurückzuführen sind, werden z. B. die Festigkeitswerte von Zugproben diagonal zur Faserrichtung in vielen Fällen unmittelbar als Maßstab für die Höhe der Leimfestigkeit verwertet. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, daß diese Festigkeitswerte durch den Aufbau, die Furnierdicke, die Probenbreite und die Anzahl der Furnierlagen beeinflusst werden und daher nur beschränkte Vergleichsmöglichkeiten für die Güte der Verleimung selbst bieten.

Bei den vorliegenden Untersuchungen wurde daher für die Prüfung der Fugenfestigkeit eine Scherprobe nach Zahlentafel 10 (BVF 1123c) verwendet, die im allgemeinen für die Leimprüfung an fertig verleimten Flugzeugsperrholzplatten gebräuchlich ist. Die Probe ergibt zwar infolge der Exzentrität des Kraftangriffs und der dadurch bedingten Biegemomente ebenfalls nicht die reine Scherfestigkeit [9]. Bei Anwendung der von Gaber für diese Zwecke entwickelten Doppelkörper [9] würden zweifellos diese Fehler zum größten Teil behoben werden. Da es sich im vorliegenden Fall aber um Vergleichsversuche mit Sperrholz von Dickenunterschieden bis zu höchstens 1 mm handelt und da außerdem Vergleichswerte aus laufenden Abnahmeprüfungen herangezogen werden sollten, wurde die in den Bauvorschriften für Flugzeuge vorgeschriebene Probe beibehalten und die ermittelten Werte wie bisher üblich als Leimfestig-

Zahlentafel 10.

Fugenfestigkeit verschieden verleimter Sperrhölzer. Scherproben nach den Bauvorschriften für Flugzeuge Nr. 1123b. Prüfmaschine: 2 t Amsler und 100 kg Schopper.

Lfd. Nr.	Art der Verleimung	Sperrholz-dicke mm	Prüf-zustand	Bindefestigkeit von bis Mittel kg/cm ²	Verhältnis von Naß-zur Trockenfestigkeit
A. Flüssige Bindemittel.					
1	Kasein-verleimung	1,0 bis 1,8	trocken naß	26 57 38 10 22 15	0,40
2	Blutalbumin	1,7	trocken naß	36 47 42 30 35 33	0,78
3	Harnstoff-Formaldehyd-Harz (Kaurit)	1,3	trocken naß	24 29 26 17 28 22	0,85
B. Filmverleimung.					
4	Acetylcellulosefilm	1,2	trocken naß	21 31 24 12 17 15	0,62
5	Kunstharzfilm (Tegofilm)	1,0 bis 1,8	trocken naß	28 68 45 20 44 34	0,75
C. Tränkungsverleimung.					
6	Kunstharz (Phenol-Formaldehyd-tränkung)	2,0	trocken naß	51 67 58 38 57 51	0,88

Anm.: Platte Nr. 1, 2 u. 5 handelsübliches Sperrholz. Platte Nr. 3, 4 u. 6 Versuchsplatten.

keit bezeichnet. Der dabei auftretende Fehler beträgt nach den früheren Versuchen [9] im Höchstfalle 20 bis 30 vH gegenüber der reinen Scherfestigkeit.

Leimfestigkeit verschiedener Bindemittel: Die Leimfestigkeit der verschiedenartigen bisher untersuchten Bindemittel im lufttrockenen Zustand sowie nach 48stündiger Wasserlagerung ist in Zahlentafel 10 wiedergegeben. In Spalte 1, 2 und 5 handelt es sich um Versuchsergebnisse mit handelsüblichem Sperrholz, während in Spalte 3, 4 und 6 Ergebnisse aus einigen versuchsmäßig hergestellten Platten aufgeführt sind. Ein Vergleich der Leimfestigkeitswerte ergibt für die einzelnen Bindemittel im trockenen Zustand — mit Ausnahme der Acetylcellulosefilmverleimung — nur geringe Unterschiede. Die Bindefestigkeit ist bei der Mehrzahl der gebräuchlichen Leime so groß, daß bei der Prüfung häufig ein Abscheren der Leimfläche (Abb. 29, Probe 2) eintritt, daß also die Leimfestigkeit größer ist als die Schubfestigkeit des Holzes und damit praktisch den Anforderungen im lufttrockenen Zustand genügt.

Eine hohe Leimfestigkeit im trockenen Zustand ist aber nur von untergeordneter Bedeutung solange es nicht möglich ist, das Sperrholz so gegen Feuchtigkeitseinflüsse zu schützen, daß diese Trockenfestigkeit in allen Fällen erhalten bleibt. Bei den zur Zeit gebräuchlichen Oberflächenschutzverfahren, die einen dauernden Schutz des Sperrholzes nicht gewährleisten, muß daher der Hauptwert der Prüfung auf die Festigkeit des Bindemittels in nassem Zustand gelegt werden. Unter den Naßfestigkeitswerten der Zahlentafel 10 schneidet die Kaseinleimung am ungünstigsten ab. Sie erreicht mit den absolut niedrigsten Naßfestigkeitswerten von im Mittel 15 kg/cm² nur 40 vH der Trockenfestigkeit, während die Blutalbumin- und Kunstharzleime 75 bis 85 vH der Trockenfestigkeit erreichen. Der Rückgang der Leimfestigkeit um 15 bis 25 vH bei diesen Bindemitteln ist im Gegensatz zum Kaseinleim weniger auf ein Auflösen oder Nachlassen des Bindemittels als auf die geringe Schubfestigkeit der Furniere im nassen Zustand zurückzuführen. Dies geht deutlich aus Abb. 26 und 27 hervor, in denen die verschiedenen Bruchformen bei der Prüfung der Leim-

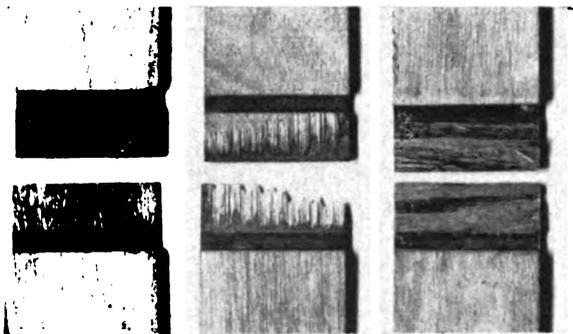


Abb. 26. Bruchaussehen von Leimproben mit Kunstharzfilmverleimung.

1. Trockenprobe, glatter Bruch, Scherfestigkeit 32 kg/cm²,
2. Trockenprobe, Holzbruch, Scherfestigkeit 49 kg/cm²,
3. Naßprobe, Querholzbruch, Scherfestigkeit 32 kg/cm².

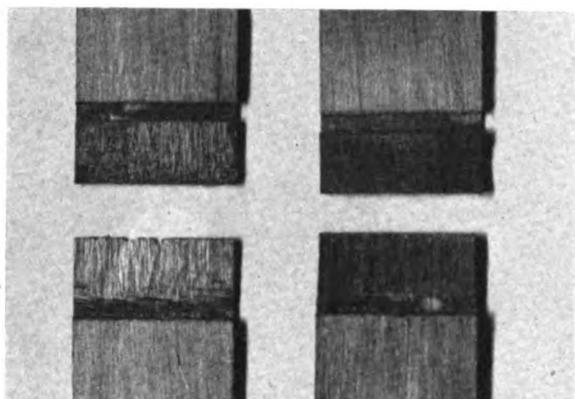


Abb. 27. Bruchaussehen von Leimproben mit Kaseinverleimung.

1. Trockenprobe, Scherfestigkeit 45 kg/cm²,
 2. Naßprobe, Scherfestigkeit 15 kg/cm².
- Glattes Abscheren in den Leimflächen.

festigkeit gezeigt sind. In Abb. 26 ist das Querfurnier der mit Kunstharzfilm verleimten Probe 3 zerstört und ausgerissen, ein Beweis dafür, daß die Naßfestigkeit des Bindemittels höher ist als die Holzfestigkeit im nassen Zustand, im Gegensatz zur Kaseinverleimung in Abb. 27, bei der die Leimfläche der Naßprobe ohne Holzbruch glatt abgeschert wird. Beim wasserfest verleimten Sperrholz ist also die obere Grenze der erreichbaren Naßfestigkeit in vielen Fällen durch die Größe der Schubfestigkeit des Holzes in nassem Zustand gegeben. Die höhere Wasserfestigkeit des Bindemittels kann daher bei dieser Art der Verleimung nicht voll ausgenutzt werden.

Der Unterschied zwischen Naßfestigkeit und Trockenfestigkeit kann noch weiter verringert werden, wenn das Holz, d. h. die Einzelfurniere so geschützt werden, daß eine Beeinträchtigung der Festigkeitseigenschaften durch Feuchtigkeitseinflüsse nicht mehr oder nur in beschränktem Umfang eintreten kann. In Spalte 6 der Zahlentafel 10 sind die Leimfestigkeitswerte einer derartigen Platte aufgeführt, die zeigen, daß sich auf diese Weise auch nach längerer Wasserlagerung eine Leimfestigkeit von nahezu 100 vH erzielen läßt.

Einige Vergleichsversuche an Sperrholzleimungen mit ein und zwei Kunstharzfilmen in jeder Leimfuge, sowie mit Filmen von 50 vH höherem Leimauftrag ergaben schließlich noch, daß bei sorgfältiger Verleimung bei allen drei Verleimungsarten ein einwandfreies Abbinden der Filme erzielt wird. Die teilweise bei doppelter Filmverleimung ermittelten höheren Fugenfestigkeitswerte im lufttrockenen Zustand sind jedoch sehr gering und auch die Naßfestigkeitswerte werden nicht verbessert, so daß der Aufwand an Mehrgewicht und Mehrkosten nur im Hinblick auf die früher

erwähnte höhere Diagonalfestigkeit und Schubfestigkeit gerechtfertigt erscheint.

Wasserfestigkeit verschieden verleimter Sperrhölzer: Die praktische Auswirkung der Feuchtigkeitsbeständigkeit der untersuchten Bindemittel auf die Festigkeitseigenschaften des Sperrholzes ist in Abb. 28 bis 31 wiedergegeben. Hier sind die Festigkeits- und Elastizitätszahlen von vier verschiedenen verleimten Sperrhölzern vor und nach der 48stündigen Wasserlagerung in Abhängigkeit von der äußeren Faserrichtung aufgetragen. Die ganz bedeutende Steigerung der Festigkeitseigenschaften bei der Tränkungsverleimung und ihre geringe Abnahme bei Feuchtigkeitseinflüssen gegenüber den übrigen Sperrhölzern tritt bei dieser Darstellung besonders deutlich in Erscheinung. Als Beispiel sei nur hervorgehoben, daß ihre Diagonalzugfestigkeit nach 2tägiger Wasserlagerung noch den 8fachen und der Elastizitätsmodul den 6fachen Wert des kaseinverleimten Sperrholzes ergeben hat. Auch die günstigere Wasserfestigkeit der blutalbumin- und kunstharzfilmverleimten Proben geht aus diesen Versuchen klar hervor, obgleich sie beide gegenüber dem aus getränkten Furnieren verleimten Sperrholz erheblich zurückstehen.

Auf Grund dieser klaren Abhängigkeit der Feuchtigkeits-eigenschaften des Sperrholzes im nassen Zustand von der Feuchtigkeitsbeständigkeit der Bindemittel wäre zu erwägen, ob in Zukunft zur Beurteilung der Eignung eines Bindemittels neben der Prüfung der Leimfestigkeit eine Prüfung der Sperrholzfestigkeit nach längerer Wasserlagerung eingeführt werden soll. Man würde mit diesen Versuchen eine Prüfmethode schaffen, die sehr einfach anzuwenden ist und deren Ergebnisse den praktischen Bedürfnissen des Flugzeugbaues in vielen Fällen näher kommen als die Ermittlung der Leimfestigkeitswerte.

3. Beständigkeit gegen Feuchtigkeits- und Witterungseinflüsse.

Bei den in den letzten Jahren gebauten sperrholzbeplankten Flugzeugen hat sich gezeigt, daß die gebräuchlichen Oberflächenschutzmittel nach 200 bis 250 Flugstunden häufig schon Risse im Oberflächenschutz bekommen, die ein Eindringen von Feuchtigkeit ermöglichen. Unter den wechselnden Einflüssen von Feuchtigkeit und Sonnenbestrahlung löst sich aber eine nicht wasserfeste Sperrholzverleimung allmählich auf und führt an Stellen, an denen sich Feuchtigkeit ansammeln und festsetzen kann, wie z. B. an Flügelhinterkanten, an Leimfugen und Überlappungen, sehr schnell zum Abblättern der Furniere. Noch unangenehmer sind die Folgen von Feuchtigkeitseinflüssen im Flügelinnern, wenn bei diesem keine genügende Entlüftung vorhanden ist. Hier führt die Kaseinleimung in den meisten Fällen zu Schimmelbildungen, die auf das Holz übergreifen und die Festigkeitseigenschaften beeinträchtigen, ohne daß diese Schäden von außen besonders in Erscheinung treten. Da derartige Schäden schon zu schweren Unfällen geführt haben, ist es unerlässlich, das Sperrholz vor seiner Verwendung einer Prüfung auf Feuchtigkeits- und Witterungsbeständigkeit zu unterziehen.

a) Wasser- und Witterungsbeständigkeit.

Ein erstes Urteil über die Wasserbeständigkeit der Sperrholzleimung kann mit Hilfe einer einfachen technologischen Prüfung gewonnen werden, indem eine Sperrholzprobe abwechselungsweise längere Zeit in Wasser gelagert und wieder getrocknet wird. Rißbildungen oder Abblättern der Furniere bei leichtem Hin- und Herbiegen der Proben lassen bei dieser Prüfung immer auf ein ungenügendes Bindemittel schließen.

Zahlenmäßige Anhaltspunkte liefert die im letzten Abschnitt beschriebene Ermittlung der Fugenfestigkeit im nassen Zustand, die gegebenenfalls auch auf eine längere Versuchsdauer von 100- bis 200stündiger Wasserlagerung ausgedehnt werden kann. Die heute angewendeten Leimverfahren ergeben jedoch auch nach längerer Wasserlagerung sowohl bei der Kasein- als auch bei der Kunstharzleimung keine wesentlichen Unterschiede gegenüber der Fugenfestigkeit nach 48stündiger Wasserlagerung.

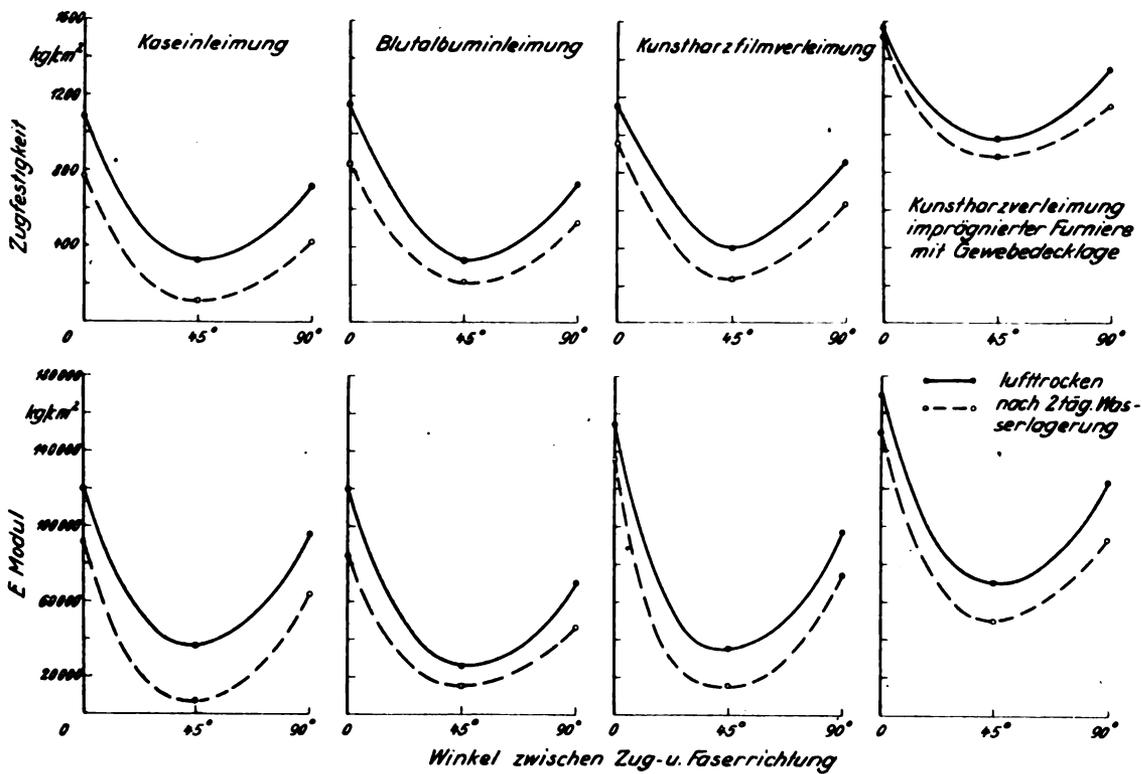


Abb. 28—31. Zugfestigkeit und Elastizitätsmodul verschieden verleimter Sperrhölzer vor und nach 2 tägiger Wasserlagerung.

b) Witterungsbeständigkeit.

Die Widerstandsfähigkeit der Bindemittel gegen Schimmelbildung und Witterungseinflüsse wurde weiterhin in einem einfachen Versuch dadurch ermittelt, daß einige verschieden verleimte Proben zur Hälfte in die Erde gesteckt und einige Zeit der Witterung ausgesetzt wurden. Dabei zeigte die kaseinverleimte Probe bereits nach einmonatigem Versuch ein Aufblättern der Einzel-furniere, das nach zwei Monaten zum vollständigen Auseinanderblättern führte (Abb. 32), während beim kunstharz-filmverleimten Sperrholz nach 4 Monaten noch keinerlei Trennungen in der Leimfuge festzustellen waren, und auch das blutalbuminverleimte Sperrholz nur Spuren einer Auf-lösung aufwies.

Diese geringe Witterungsbeständigkeit der Kasein-leimung wurde auch bei Vergleichsversuchen an Sperrholz-

flügeln mit kasein- und blutalbuminverleimter Beplankung festgestellt. An den Flügeln, die mit der Flügeloberseite nach Süden geneigt auf dem Gelände der DVL in Adlershof ununterbrochen der Witterung ausgesetzt waren, wurden die ersten Zeichen von Verwitterung beim kaseinverleimten Sperrholz bereits nach 2monatiger Versuchsdauer an den Hinterkanten der Flügelflächen festgestellt. Eine Nach-prüfung der Sperrholzeigenschaften nach 7monatiger Wit-terungsprüfung ergab, daß eine Beeinträchtigung der Holz- und Leimfestigkeit nur örtlich auf die Stellen begrenzt war, an denen die Verrottung auch schon äußerlich zu erkennen war. Nach weiteren 5 Monaten hatte sich der zweite mit kaseinverleimtem Sperrholz beplankte Flügelteil vollständig aufgelöst, während das blutalbuminverleimte Sperrholz noch verhältnismäßig gut erhalten war.

Eine weitere Versuchsreihe wurde an einigen Versuchs-flügeln mit Kasein- und Kunstharzfilmverleimung durch-geführt. Auch hier lassen die großen Unterschiede in der Beschaffenheit der mit demselben Oberflächenschutz ver-sehene Sperrholzplatten deutlich die Überlegenheit des kunstharzverleimten Sperrholzes bei Witterungsversuchen erkennen. Abb. 33 und 34 zeigen die Ober- und Unterseite von Flügelabschnitten nach 12monatiger Prüfung. Auf-fallend sind besonders die großen Unterschiede im Verhalten der Ober- und Unterseite der Flügelflächen. Diese stärkere Verrottung der Flügeloberseite ist neben der mechanischen Abnutzung durch Regen zum großen Teil auf die Einwirkung der unmittelbaren Sonnenbestrahlung zurückzuführen. Sie weist darauf hin, daß auch im Holzflugzeugbau die Ver-wendung pigmentierter, lichtbeständiger Anstriche an Stelle der üblichen farblosen Lacke angestrebt werden muß.

Weiterhin zeigen aber die vorliegenden Versuche, von welchem Einfluß die Art der Verleimung auf die Beständig-keit des Oberflächenschutzes ist und wie dieser mit Hilfe eines wasserfesten Bindemittels bei dünnem Flugzeugsperr-holz wirksam unterstützt werden kann.

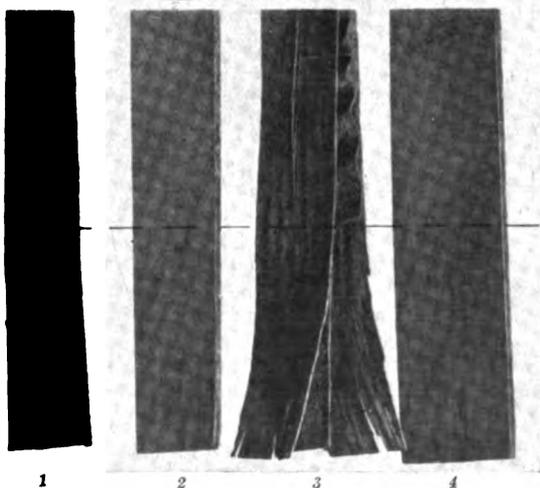


Abb. 32. Schimmel- und Witterungsversuch. Verschieden verleimte Sperrholzproben nach 2 monatigem Eingraben in Erde bis zur ge-strichelten Linie.

1. Kaseinverleimt mit Oberflächenschutz (Bootslack),
2. Kunstharzfilmverleimt mit Oberflächenschutz,
3. Kaseinverleimt ohne Oberflächenschutz,
4. Kunstharzfilmverleimt ohne Oberflächenschutz.

4. Bindemittel als Tränkungsmittel und Oberflächenschutz.

Da es bis heute kein Oberflächenschutz- und Tränkungs-verfahren gibt, bei dem mit Sicherheit ein Eindringen von

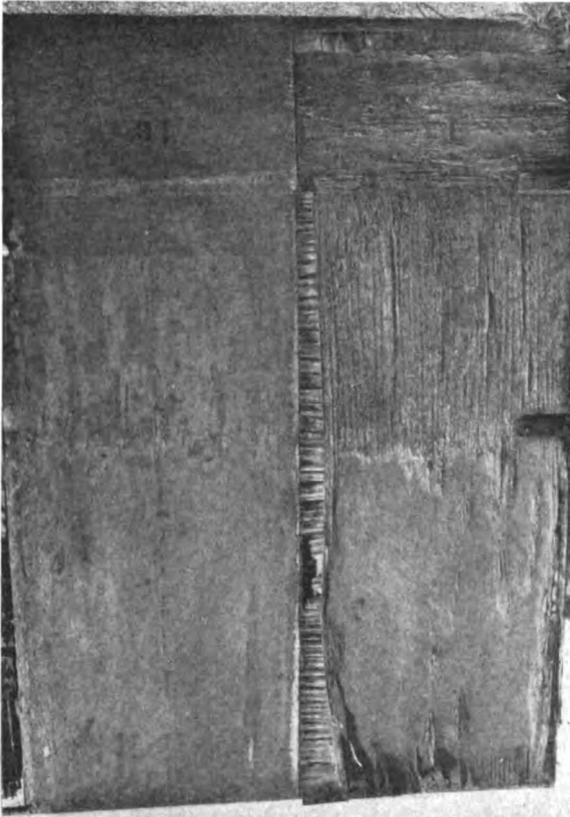


Abb. 33. Flügelbeplankung aus Birken-sperrholz. Oberseite nach 12 monatigem Witterungsversuch. Links kaseinverleimtes Sperrholz, rechts mit kunstharzfilmverleimtem Sperrholz.



Abb. 34. Dieselbe Flügelbeplankung wie Abb. 33. Unterseite nach 12 monatigem Witterungseinfluß. Links mit kunstharzfilmverleimtem Sperrholz, rechts kaseinverleimtes Sperrholz.

Feuchtigkeit in größere Holzquerschnitte und damit ein Quellen des Holzes und Auflösen nicht wasserfester Bindemittel auf die Dauer verhindert werden kann, wurde versucht, die Feuchtigkeitsaufnahme von innen heraus zu unterbinden, indem das Sperrholz aus einer größeren Zahl dünner Furniere mit Hilfe dieser wasserfesten Bindemittel verleimt wurde.

Dieses Verfahren führt zu einer weitgehenden Unterteilung der Sperrholzplatten in dünne Einzellagen, wie diese bereits in einem früheren Abschnitt zur Steigerung der Festigkeitseigenschaften des Sperrholzes angewendet wurde. Die Verbesserung der Feuchtigkeitsbeständigkeit beruht dabei in der wasserabweisenden Wirkung der Kunstharzbindemittel, die in die an der Furnieroberfläche liegenden Zellen und Gefäße eindringen und diese gegen Feuchtigkeitsaufnahme schützen. Allerdings wird bei einer derartigen Verleimung, die z. B. mit Kunstharzfilmen sehr einfach durchzuführen ist, selbst bei den dünnsten, technisch für Flugzeugsperrholz verwertbaren Furnieren (ungefähr 0,1 mm Dicke) eine vollständige Durchtränkung dieser Furniere nicht erzielt, weil das Bindemittel höchstens 0,05 mm ins Holz eindringt und dabei nur die Zellengefäße füllt. Diese Isolationsschicht genügt aber, um die Kapillarwirkung der Gefäße so stark zu unterbinden, daß Feuchtigkeitsinflüsse auf die Holzstellen nur noch sehr langsam zur Auswirkung kommen können.

Die wasserabweisende Wirkung der Kunstharzfilme ist weiterhin geeignet, den Leimfilm gleichzeitig als Oberflächenschutz zu verwenden. Ein derartiger Schutz hat den Vorteil, daß er in einem Arbeitsgang mit der Verleimung aufgebracht werden kann und bei Verwendung blankpolierter Kupfer-Preßplatten eine glatte und dichte Oberfläche ergibt.

Feuchtigkeitsaufnahme: Eine einfache Beurteilung der Wasserfestigkeit des Sperrholzes und seiner Verleimung geben die Wasseraufnahmekurven in Abb. 35 für verschieden verleimte und geschützte Sperrhölzer. Dabei zeigt das kunstharzverleimte Sperrholz nach 200stündiger Wasser-

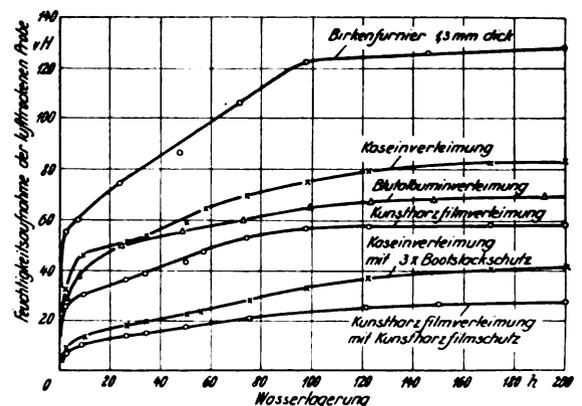


Abb. 35. Feuchtigkeitsaufnahme verschiedener 3fach verleimter Sperrhölzer mit und ohne Oberflächenschutz.

lagerung eine 23 vH niedrigere Feuchtigkeitsaufnahme als das kaseinverleimte Sperrholz ohne Oberflächenschutz, während die Unterschiede beim oberflächengeschützten Sperrholz nur noch 16 vH betragen. Daraus ist zu schließen, daß der dreifache Schutz mit Bootsack günstiger ist als eine Decklage mit Kunstharzfilm. Dies zeigen auch die beiden Mikro-Gefügeaufnahmen in Abb. 36 und 37, in denen der Oberflächenschutz mit dreimaligem Bootsackanstrich gleichmäßiger und dichter erscheint als der Schutz mit einem Kunstharzfilm, ein Mangel, der durch einen nochmaligen Deckanstrich, z. B. mit Bootsack, leicht behoben werden kann.

In einem weiteren Vergleich der Feuchtigkeitsaufnahme für 3-, 5-, 8- und 10faches Sperrholz gleicher Dicke in Abb. 38 sieht man, wie bei einer wasserfesten Verleimung die Feuchtigkeitsaufnahme um so kleiner wird, je dünnere Furniere zur Verleimung kommen. Auf diese Weise wird bereits durch Verleimen von 10 Furnieren die Wasseraufnahme auf

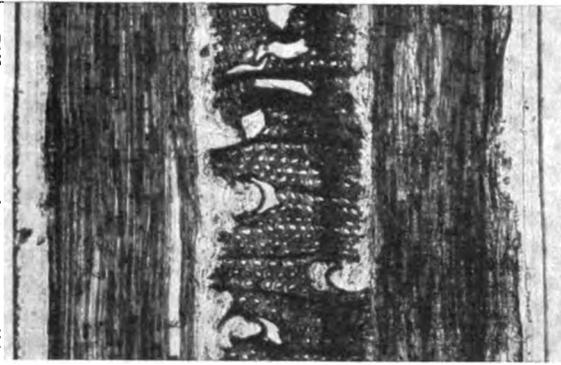


Abb. 36. Schnitt durch kaseinverleimtes Birkensperrholz mit 3fachem Bootlackanstrich ($V = 56$).

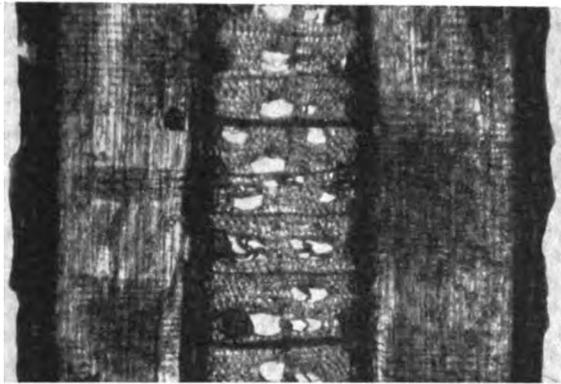


Abb. 37. Schnitt durch kunstharzfilmverleimtes Sperrholz mit Oberflächenschutz aus Kunstharzfilm ($V = 56$).

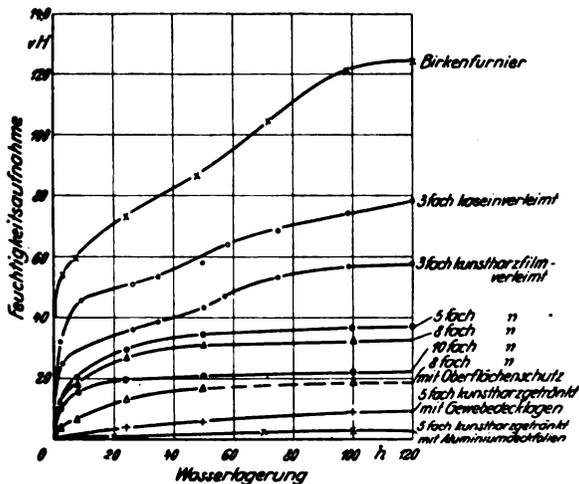


Abb. 38. Feuchtigkeitsaufnahme von verschieden verleimten Sperrhölzern in Abhängigkeit von der Dauer der Wasserlagerung.

den dritten bis vierten Teil derjenigen eines kaseinverleimten Sperrholzes gleicher Dicke herabgedrückt. Noch weiter sinkt die Feuchtigkeitsaufnahme bei der mit einem Kunstharzfilm geschützten Oberfläche.

Obgleich auch bei diesen dünnen Furnieren noch kein vollständiges Füllen der Gefäße erreicht wird (siehe Abb. 25) ist auf Grund der bisherigen Ergebnisse zu erwarten, daß durch eine geeignete Imprägnierung der dünnen Furniere eine noch weit bessere Wasserbeständigkeit des Sperrholzes erzielt werden kann.

Eine Steigerung der Feuchtigkeitsbeständigkeit ergibt sich z. B., wenn an Stelle der porenfüllenden Filmzwischenlagen die einzelnen Furniere mit Kunstharzen oder anderen wasserabweisenden Stoffen getränkt und mit Hilfe

dieses Tränkungsmediums verleimt werden. Je nach dem Grade der Durchtränkung, die ebenfalls von der Dicke der einzelnen Furniere abhängig ist, erhält man Platten, die sich durch hohe Feuchtigkeitsbeständigkeit auszeichnen und in ihren Eigenschaften den Kunstharzpreßmassen mit Gewebe- oder Papiereinlagen sehr ähnlich sind (siehe Zahlen-tafel 9). Obwohl auch bei diesem Verfahren nur ein Füllen der Zellgefäße, und selbst bei sehr dünnen Furnieren keine vollständige Durchtränkung der Zellwände gelingt (der Anteil der gefüllten Zellgefäße bei Birke betrug bis zu 20 vH des Gesamtholzvolumens), dürfte diese Durchtränkung genügen, um die Feuchtigkeitsaufnahme so stark einzuschränken bzw. zu verzögern, daß derart imprägnierte Hölzer praktisch alle Anforderungen an die Feuchtigkeitsbeständigkeit, wenigstens bei Landflugzeugen, erfüllen.

Die bis jetzt bekannten Kunstharztränkungsmedium sind weniger elastisch als das Holz oder andere Bindemittel, so daß bei starken Krümmungen und örtlichen Beschädigungen ein Abplatzen des Füllstoffes eintritt und bis dahin eingebettete Zellwände dem Zutritt von Feuchtigkeit zugänglich gemacht werden und dadurch die Möglichkeit haben, örtlich zu quellen und den Kunstharzmantel zu sprengen [16]. Um aber in allen Fällen, besonders bei Sperrholz für Seeflugzeuge, eine vollkommene Sicherheit gegen Feuchtigkeitsaufnahme zu erzielen, wurden Decklagen aus dünnen imprägnierten Geweben (Baumwolle) und aus dünnen Metallfolien (Reinaluminium) schon bei der Herstellung der Platten aufgebracht. Dadurch wird die Wasseraufnahme nach Abb. 38 auf Werte herabgedrückt, die so gering sind, daß damit praktisch eine wasserfeste Platte erreicht ist.

V. Zusammenfassung und Folgerungen.

Eine kurze Betrachtung über die verschiedenen für die Herstellung von Flugzeugsperrholz in Frage kommenden Holzarten ergibt, daß rein festigkeitsmäßig Buche und Erle dem zur Zeit gebräuchlichen Birkensperrholz am nächsten kommen. Voraussetzung für die Verwendung von Buchensperrholz ist allerdings eine vollkommen wasserfeste Verleimung des Sperrholzes.

Der Einfluß des Aufbaus auf die Festigkeitseigenschaften des Sperrholzes wird an Hand von zahlreichen Versuchsergebnissen an handelsüblichem Flugzeugsperrholz versuchsmäßig und rechnerisch ermittelt. Dabei wird gezeigt, wie die ungleichmäßigen Festigkeitseigenschaften derartiger Sperrholzplatten durch eine Verleimung der Furniere unter 45° (45°-Sternplatte) vollständig ausgeglichen werden können. Besonders aussichtsreich erscheint dabei die Anwendung einer 5fach verleimten Platte ohne Querlagen mit guter Biegefähigkeit in einer Richtung und gleichmäßiger Schubfestigkeit in allen Richtungen.

Ein Einfluß der Verleimung auf die Festigkeitseigenschaften des Sperrholzes tritt besonders bei der Verleimung sehr dünner Furniere in Erscheinung. Bei Anwendungen der Schubfestigkeit und Diagonalfestigkeit von 100 bis 200 vH gegenüber normalem Flugzeugsperrholz, bei 45°-Sternplatten wurde die Zugfestigkeit in allen Richtungen über die reine Furnierfestigkeit hinaus gesteigert.

Ebenso sind die Eigenschaften des Sperrholzes abhängig von der Art der verwendeten Bindemittel. Bei kunstharzfilmverleimtem Sperrholz z. B. wird die Schubfestigkeit und Diagonalfestigkeit um 10 bis 30 vH höher als bei der gebräuchlichen Kaseinleimung. Außerdem ergeben diese Bindemittel eine beträchtliche Steigerung der Wasser- und Witterungsbeständigkeit des Sperrholzes.

Schließlich wurde ermittelt, daß durch die Verleimung kunstharzgetränkter Furniere sowohl die Festigkeitseigenschaften des Sperrholzes gesteigert, als auch die Wasser- und Witterungsbeständigkeit so weit verbessert werden, daß man bei Anwendung geeigneter Oberflächenschutzmittel praktisch eine wasserfeste Sperrholzplatte erzielen kann. Die zahlenmäßige Steigerung der Festigkeitseigenschaften geht aus nachstehender Zusammenstellung hervor.

Sperrholzaufbau und Verleimung	Faser- richtung	3fach unter 90° kasein- verleimt	10fach unter 90° kunst- harz- verleimt	8fach 45° stern- kunst- harzfilm- verleimt	5fach 90° +0,1mm Gewebe- decklage, Kunst- harzträn- kung und -Verleimung
Dicke . . mm	—	0,9	1,1	0,9	2,0
Raumgewicht g/cm ³	—	0,81	1,12	1,0	1,28
Zugfestigkeit kg/cm ²	0° 45° 90°	1170 360 680	1810 853 1430	1170 1460 1320	1560 987 1330
Summe	0 + 90°	1850	3240	2490	2890
Summe der Reißlängen km	0 + 45 + 90°	27,50	36,55	39,5	30,3
Schubfestig- keit . . kg/cm ²	0° 45° 90°	200 340 215	534 684 503	490 535 450	565 695 566
Feuchtigkeits- aufnahme nach 24stündiger Wasserlagereg.	vH	50	19	13	4

Folgerungen: Die vorstehende Zusammenstellung der wichtigsten Versuchsergebnisse zeigt, wie durch die beliebige Wahl des Aufbaues und der Verleimung Sperrholzplatten hergestellt werden können, die den verschiedensten Verwendungszwecken gerecht werden. Wie bei keinem anderen Werkstoff hat der Konstrukteur die Möglichkeit, Platten zu verwenden, deren Festigkeitseigenschaften in verschiedenen Richtungen den in der Praxis auftretenden Beanspruchungen weitgehend angepaßt werden können, und es wäre zu wünschen, daß diese Vorteile der Holzwerkstoffe bei künftigen Konstruktionen mehr als bisher beachtet werden.

Weitere Vorteile ergeben sich durch die Unterteilung der Sperrholzplatten in eine größere Zahl dünner Furniere dadurch, daß der Einfluß von örtlichen Fehlstellen, wie Ästen und Verwachsungen, auf die Festigkeitseigenschaften des Sperrholzes wesentlich verringert wird. Ebenso erscheint eine Zusammensetzung der Innenlagen der Sperrholzplatten durch Stoßfugen bei mehrfacher wasserfester Verleimung weniger bedenklich. Durch Anwendung weniger sorgfältig ausgewählter Furniere und die Zulassung von Stoßfugen könnte daher die Holzausbeute für Flugzeugsperrholz ganz erheblich gesteigert werden.

Weiterhin erscheint die Tränkung und Verleimung der dünnen Furniere mit wasserfesten Bindemitteln geeignet, bisher als unbrauchbar angesehene Holzarten mit guten Festigkeitseigenschaften, wie z. B. Buche, dem Flugzeugbau zugänglich zu machen. Einige orientierende Untersuchungen an kunstharzverleimten Buchenfurnieren (Zahlentafel 9)

zeigen auch, daß ihre Festigkeits- und Elastizitätszahlen denen des Birkenperrholzes in keiner Weise nachstehen, und daß die Feuchtigkeitsbeständigkeit bei geeignetem Schutz durch Decklagen ebenfalls ganz beträchtlich verbessert werden kann. Es besteht daher die berechnete Aussicht, mit Hilfe dieser Verleimverfahren in Zukunft eine in Deutschland in großen Mengen vorhandene Holzart nutzbringend verwerten zu können.

Schließlich ist bei der Beurteilung der weiteren Verbesserungsmöglichkeiten dieser Holzwerkstoffe noch zu berücksichtigen, daß die Entwicklung auf dem Gebiet der Kunststoffe und wasserfesten Bindemittel ebenfalls nicht abgeschlossen ist und noch Verbesserungen erwarten läßt, mit deren Hilfe die Festigkeit und Beständigkeit der Sperrholzplatten noch weiter günstig beeinflusst werden kann.

Schrifttumverzeichnis.

- [1] Bauvorschriften für Flugzeuge BVF 1928.
- [2] Dobberke-Schraivogel, Flugzeugsperrholz und seine Prüfung; Luftfahrtforschung Bd. 3 (1929), S. 66/73.
- [3] Data of the design of Plywood for Aircraft; Report Nr. 84 National Advisory Committee for Aeronautics.
- [4] O. Gerngroß, Sperrholzleime; Luftfahrtforschung Bd. 8 (1930), S. 56/61.
- [5] O. Gerngroß, Über Filmverleimungen; Sperrholz 1930, Heft 22/23.
- [6] O. Gerngroß, Holzleime und ihre Prüfung. Zeitschr. f. angew. Chemie 44/231.
- [7] Cohn-Wegner, L. M., Furniere und Sperrholz; Verlag Krayn 1931.
- [8] Kraemer, O., Einfluß der Leimung auf die Güte von Flugzeugsperrholz; Luftfahrtforschung Bd. 8 (1930), S. 62/70. Einfluß von Aufbau und Faserverlauf auf die Festigkeitseigenschaften von Flugzeugsperrholz; Luftfahrtforschung Bd. 3 (1929), S. 73/80.
- [9] Gaber, E., Versuche über die Schubfestigkeit von Holz; ZVDI Bd. 73, Nr. 26.
- [10] Gaber und Christians, Sperrholz, Sonderdruck VDI 1929.
- [11] Schepelmann, H. W., Einfluß der Schichtung und Verleimung auf die Zugfestigkeit von Sperrholz; Dissertation T. H. Berlin 1931.
- [12] Hertel, H., Schubmodul von Furnier und Sperrholz; Luftfahrtforschung Bd. 9, Nr. 4.
- [13] Lippisch, A., Torsionsversuche mit Sperrholzrohren; Rhön-Rossitten-Gesellsch. E. V. Jahrbuch 1930.
- [14] Graf, O., Versuche mit Sperrholz für Tragteile; Sperrholz 1931, Heft 13.
- [15] Brenner-Kraemer, Holzvergütung durch Tränken und Aufteilen in dünne Einzellagen; Luftfahrtforschung Bd. 9, Nr. 4.
- [16] Schwartz und Kretzdorn, Untersuchung über die Struktur und Quellen von Gaboon- und Birkenfurnieren; Sperrholz 1930, Heft 9 und 10.
- [17] Zeitschrift »Sperrholz«, Jahrgang 1927 bis 1932.

Zur Knicklast einer Zweistabgruppe.

Ein Beitrag zur Frage der „Einspannwirkung“.

Von Hans W. Kaul.

Bericht 33/05 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V., Berlin-Adlershof.

Im Anschluß an den 183. DVL-Bericht wird die Knicklast eines ebenen Zweistabgebildes aus einem Druckstab, der mit einem auf Zug beanspruchten bzw. spannungslosen Stab biegefest verbunden ist, erörtert. Es wird der Einfluß der für die Größe der Einspannwirkung maßgebenden Werte Biegesteifigkeit EJ , Stabkraft S , Stablänge s des Zugstabes und der Art seiner Lagerung auf die Knicklast der Zweistabgruppe erörtert und gezeigt, daß der Einfluß der Biegesteifigkeit EJ im allgemeinen den der anderen Größen wesentlich überwiegt. Am Schluß des Berichtes wird ein Beispiel für einfache, angenäherte Berücksichtigung der Einspannwirkung beim Entwurf von Stahlrohrrümpfen gegeben.

Gliederung.

- I. Einleitung.
- II. Stabgruppe aus einem Zug- und einem Druckstab mit je über die Stablänge konstanter Längskraft und Biegesteifigkeit.
 1. Allgemeines.
 2. Einfluß der Biegesteifigkeit und der Stabkraft auf die Spannzahl.
 3. Einfluß der Stablänge auf die Größe der Spannzahl.
 4. Einfluß der Art der Lagerung des dem Knotenpunkt entgegengesetzten Stabendes.
 5. Abhängigkeit der Knicklast der Stabgruppe von der Spannzahl des Zugstabes.
- III. Zweckmäßige Berücksichtigung der Einspannwirkung beim Entwurf von Rohrkonstruktionen.
- IV. Zusammenfassung.

I. Einleitung.

Im 183. DVL-Bericht¹⁾ wurden die Grundlagen für eine zweckmäßige Berücksichtigung der Einspannwirkung bei Knickstäben in Flugzeug-Fachwerken zusammengestellt. Für den Sonderfall, daß ein Zug- oder spannungsloser Stab auf einen an seinem einen Ende biegesteif angeschlossenen Druckstab einspannend wirkt, wird im folgenden eine kurze Ergänzung gegeben. Es wird vorausgesetzt, daß für den Zugstab das Hookesche Gesetz gilt, d. h. daß seine Spannung bei Knicklast der Stabgruppe unterhalb der Proportionalitätsgrenze liegt. Der Bericht soll zeigen, wie die Einspannwirkung beim Entwurf von Stahlrohrrümpfen in einfacher Form mit bekannten Mitteln angenähert berücksichtigt werden kann. Der Fall, daß die Spannung im einspannenden Stab oberhalb der Proportionalitätsgrenze liegt, wird in einem später erscheinenden Bericht behandelt. Bezüglich des Schrifttums wird auf den 183. DVL-Bericht verwiesen.

II. Stabgruppe aus einem Zug- und einem Druckstab mit je über die Stablänge konstanter Längskraft und Biegesteifigkeit.

1. Allgemeines (vgl. Abb. 1).

Mit den Bezeichnungen der »Aufgaben aus der Flugzeugstatik« lautet die Knickbedingung der Stabgruppe für den Fall des Ausknickens in ihrer Ebene

$$\frac{1}{e_{2,1}} + \frac{1}{e_{2,3}} = 0.$$

Mit $e_{i,k}$ werde die »Einheitsdrehung« des Endes i des Stabes k infolge eines dort angreifenden Momentes $M_{i,k} = 1$ bezeichnet. Führt man statt der Einheitsdrehung die von Zimmermann als Spannzahl bezeichnete Größe

$$m_{i,k} = \frac{1}{e_{i,k}}$$

¹⁾ A. Teichmann: Einspannwirkung bei Knickstäben in Flugzeugfachwerken (183. DVL-Bericht); ZFM Bd. 21 (1930), Nr. 10, S. 249–254. Weiter geführt in: ZFM Bd. 22 (1931), Nr. 17, S. 525–526. Vgl. ferner: Thalau-Teichmann; Aufgaben aus der Flugzeugstatik. Springer, Berlin 1933, § 22 ff. (dieselbst auch Schrifttumsverzeichnis).

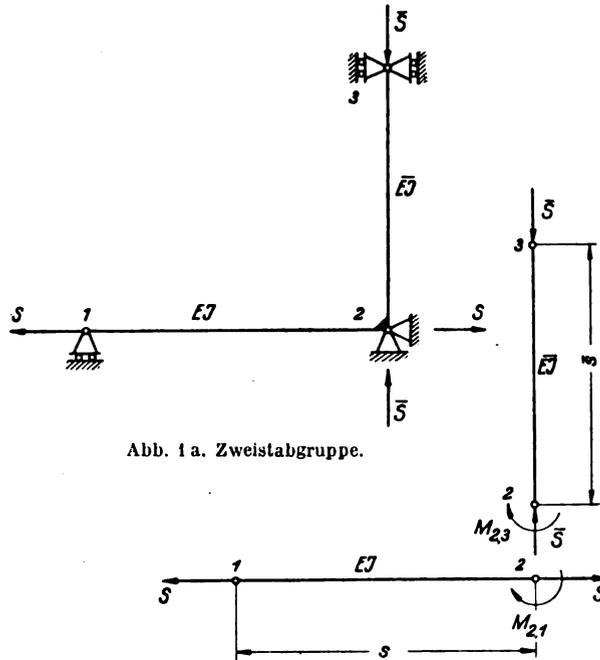


Abb. 1 a. Zweistabgruppe.

Abb. 1 b. Zweistabgruppe (Bezeichnungen).

ein, so heißt die Knickbedingung

$$m_{2,1} + m_{2,3} = 0.$$

Die Spannzahl des Zugstabes 1, 2 ist hierbei für die in Abb. 2a (Stabende 1 gelenkig gelagert) und Abb. 2b (Stabende 1 starr eingespannt) dargestellten Lagerungsfälle 1 und 2: Fall 1 (Abb. 2a) und Fall 2 (Abb. 2b)

$$m_{2,1} = \frac{EJ}{s} \cdot 11 \text{ und } m_{2,1} = \frac{EJ}{s} \cdot 3$$

bzw. für den Sonderfall $S = 0$:

$$m_{2,1} = \frac{EJ}{s} \cdot 3 \text{ und } m_{2,1} = \frac{EJ}{s} \cdot 4,$$

wenn folgende Bezeichnungen gelten:

$$\alpha = s \sqrt{\frac{S}{EJ}}, \quad \mathfrak{X} = \frac{\alpha}{\mathfrak{X}_0 \alpha} - 1,$$

$$\mathfrak{C} = 1 - \frac{\alpha}{\mathfrak{C}_0 \alpha}, \quad 11 = \frac{\alpha^2}{\mathfrak{X}} \text{ und } 3 = \frac{\alpha^2 \cdot \mathfrak{X}}{\mathfrak{X}^2 - \mathfrak{C}^2}.$$

Der Einfluß der Größen EJ , S , s und der Art der Lagerung auf die Größe der Spannzahl $m_{1,2}$ des Zugstabes und damit auf die Knicklast der Stabgruppe wird im folgenden untersucht.

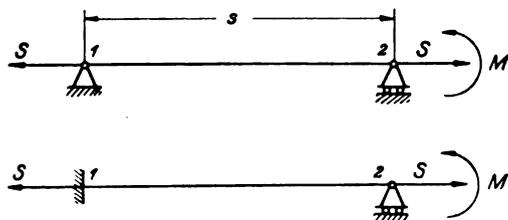


Abb. 2 a und b. Lagerungsfälle.

2. Einfluß der Biegesteifigkeit EJ und der Stabkraft S auf die Spannziffer.

Die Änderung $\partial m_{2,1}$ der Spannziffer infolge einer Änderung ∂EJ der Biegesteifigkeit EJ ergibt sich aus:

Fall 1: $s \cdot \frac{\partial m_{2,1}}{\partial EJ} = \frac{\alpha^3}{2 \mathfrak{I}^2} \left(\frac{1}{\mathfrak{I} g \alpha} - \frac{\alpha}{\mathfrak{C} \sin^2 \alpha} \right)$
 Fall 2: $s \cdot \frac{\partial m_{2,1}}{\partial EJ} = \frac{\alpha^3}{2 (\mathfrak{I}^2 - \mathfrak{C}^2)^2} \left[\mathfrak{I}^2 \left(\frac{1}{\mathfrak{I} g \alpha} + \frac{\alpha}{\mathfrak{C} \sin^2 \alpha} - \frac{2}{\mathfrak{C} \sin \alpha} \right) + \mathfrak{C}^2 \left(\frac{1}{\mathfrak{I} g \alpha} - \frac{\alpha}{\mathfrak{C} \sin^2 \alpha} \right) \right]$

In Zahlentafel 1 ist die Größe $s \cdot \frac{\partial m_{2,1}}{\partial EJ}$ in Abhängigkeit von α für beide Fälle zusammengestellt (im folgenden werden die Zeiger 2, 1 bei m fortgelassen, wenn keine Verwechslung möglich ist).

Zahlentafel 1.

Fall	$\alpha =$	0,01	0,1	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	4,0	5,0	7,5
1	$s \cdot \frac{\partial m}{\partial EJ} =$	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0	3,1	3,2	3,25	3,5	3,9	5,1
2	$s \cdot \frac{\partial m}{\partial EJ} =$	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0	4,0	4,1	4,25	4,5	5,3

Die Größe $s \cdot \frac{\partial m}{\partial EJ}$ ist im Falle 1 bis $\alpha \approx 2$ ungefähr konstant = 3,0, im Falle 2 bis $\alpha \approx 3$ ungefähr konstant = 4,0; für Werte $\alpha < 2$ bzw. $\alpha < 3$ besteht also ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen m und EJ , und zwar ist der Anstieg $\frac{\partial m}{\partial EJ}$ der Geraden $m = f(EJ)$ in dem betreffenden Bereich derselbe wie bei der linearen Funktion

$$m_{S=0} = \frac{3EJ}{s} \text{ bzw. } m_{S=0} = \frac{4EJ}{s},$$

die im Falle $S = 0$ gültig ist.

In Abb. 3a und 3b (die beiden Abbildungen unterscheiden sich nur durch den Maßstab) ist m über EJ mit S als Parameter für eine Stablänge $s = 300$ cm und Lagerungsfall 1 aufgetragen. In dem Bereich, der bei allen Kurven dem Wert $\alpha < 2$ entspricht (rechts von der strichpunktierten Zickzacklinie in Abb. 3a) erhält man eine Schar paralleler Geraden, die gegenüber der Kurve für $S = 0$ um einen der Stabkraft S etwa proportionalen Betrag in der Richtung positiver Ordinaten verschoben sind (Abb. 3a).

In dem Bereich $0 < EJ < EJ_{\alpha=2}$, in dem die Kurven $m = f(EJ)$ stetig gekrümmt ansteigen, nimmt der Einfluß der Größe der Stabkraft S auf die Größe von m mit wachsendem Betrage von S rasch ab, wie die gestrichelte Lotrechte in Abb. 3b zeigt; in diesem Bereich, der sehr schlanken Stäben entspricht, ist aber andererseits für kleine Stabkräfte S der Einfluß von S auf die Spannziffer erheblich gegenüber dem Einfluß ebenso großer Stabkraftänderungen im Bereich gedrungener Stäbe ($\alpha < 2$). Im Grenzfall $S = \infty$ wird allgemein $m = \infty$ und $e = 0$.

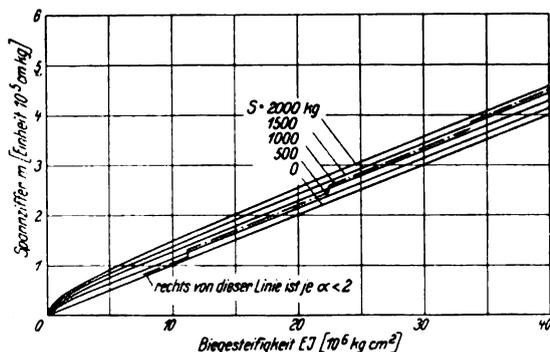


Abb. 3a. Die Spannziffer in Abhängigkeit von der Biegesteifigkeit.

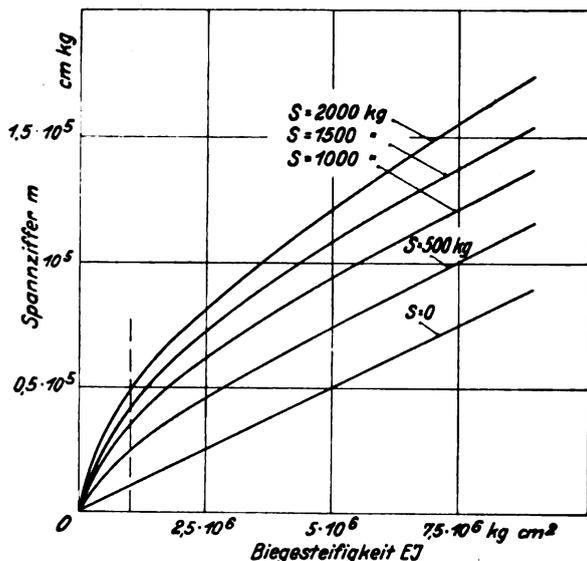


Abb. 3b. Die Spannziffer in Abhängigkeit von der Biegesteifigkeit.

Die Abmessungen von bei Flugzeuggruppen gebräuchlichen Stahlrohren liegen etwa in dem Bereich zwischen $D/\delta = 14/0,75$ (D Außendurchmesser, δ Wandstärke in mm) und $D/\delta = 50/2$, was bei einem Elastizitätsmodul $E = 2 \cdot 10^6$ kg/cm² für die Biegesteifigkeit dem Bereich zwischen $EJ = 0,137 \cdot 10^6$ cm² und $EJ = 17,40 \cdot 10^6$ kg/cm² entspricht. Bei den für die einzelnen Querschnittsgrößen in Frage kommenden Stablängen und für ihnen entsprechende Stabkräfte ist meist $\alpha \geq 2$, es handelt sich dabei also in der Mehrzahl der Fälle um schlanke Stäbe.

3. Einfluß der Stablänge s auf die Größe der Spannziffer m .

Wie Abb. 4 für einen Stab als Beispiel zeigt, nimmt bei zunehmender Stablänge s und gleichbleibenden Werten S

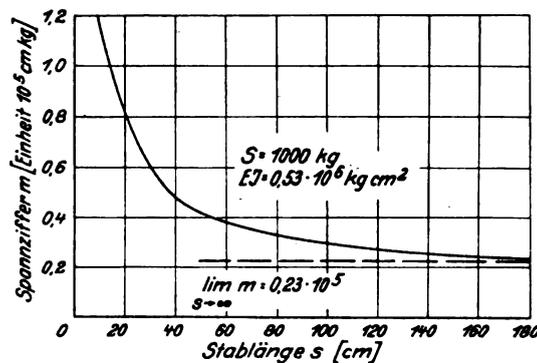


Abb. 4. Die Spannziffer in Abhängigkeit von der Stablänge.

und EJ die Spannziffer m zunächst sehr rasch, dann langsamer ab und nähert sich schließlich asymptotisch dem Grenzwert für $s = \infty$, der sich für beide Lagerungsfälle ergibt zu

$$\lim_{s \rightarrow \infty} m = \sqrt{S E J}.$$

Für $\alpha \geq \pi$ ist $\mathfrak{I} g \alpha \approx 1$, und man erhält im Lagerungsfall I

$$m = \frac{S \cdot s}{\alpha - 1}.$$

4. Einfluß der Art der Lagerung des dem Knotenpunkt (Punkt 2, Abb. 1) entgegengesetzten Stabendes (Punkt I).

Dieser Einfluß wird zahlenmäßig an einigen Beispielen betrachtet. In Abb. 5a bis 7b ist die Spannziffer m in Abhängigkeit von der Längskraft S für verschieden schlanke

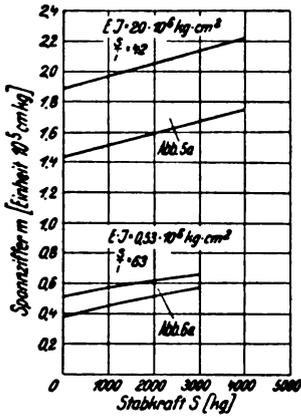


Abb. 5a und 6b.

Abb. 5a—7b. Die Spannziffer in Abhängigkeit von der Stabkraft für verschieden schlanke Stäbe.

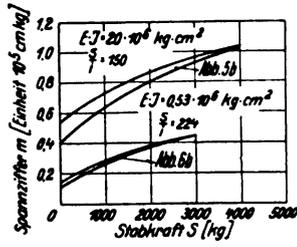


Abb. 5b und 6b.

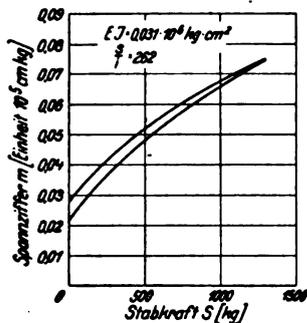


Abb. 7a.

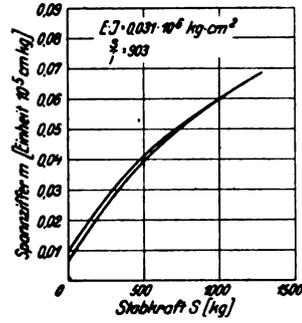


Abb. 7b.

Stäbe auf zwei Stützen aufgetragen; in jeder Abbildung entspricht die untere Kurve dem Lagerungsfall 1 (Abb. 2a), die obere dem Lagerungsfall 2 (Abb. 2b).

Die Werte m für die beiden Lagerungsfälle unterscheiden sich vorwiegend bei kleinen Stabkräften S nennenswert voneinander, und zwar klingt der Einfluß der Art der Endlagerung mit wachsendem S bei Stäben mit großem Schlankheitsgrad $\frac{s}{i}$ schneller ab, als bei gedrunghenen Stäben. Je

größer nämlich $\alpha = s \sqrt{\frac{S}{EJ}}$ wird, desto kleiner wird \bar{s}^2 gegenüber \bar{s}^2 . Wenn \bar{s}^2 vernachlässigbar klein gegenüber \bar{s}^2 geworden ist, so erhält man für die Spannziffer in beiden Lagerungsfällen denselben Wert.

Die Abb. 5a bis 6b umfassen etwa den Bereich der bei elastisch (d. h. unterhalb der Proportionalitätsgrenze) beanspruchten Zugstäben in Flugzeugfachwerken vorkommenden Schlankheitsgrade $\frac{s}{i}$. Abb. 7 zeigt den Grenzfall eines überschlanken, drahtähnlichen Stabes (Maßstab gegenüber den übrigen Abbildungen vergrößert).

Insgesamt zeigt sich, daß es praktisch stets genügt, den einfachen Lagerungsfall 1 vorauszusetzen, besonders da die im Falle 2 angenommene starre Einspannung nie vorhanden ist.

Allgemein ergibt sich, daß der Einfluß der Stabkraft S , der Stablänge s und der Art der Endlagerung auf den Betrag der Spannziffer eines Zugstabes gegenüber dem ausschlaggebenden Einfluß der Biegesteifigkeit EJ zurücktritt.

5. Die Abhängigkeit der Knicklast \bar{S}_{Krit} der Stabgruppe von der Spannziffer $m_{1,2}$ des Zugstabes.

In Abb. 8 ist das Verhältnis $\bar{S}_{\text{Krit}} : \bar{S}_F$, d. h. der Knicklast \bar{S}_{Krit} der Stabgruppe zur natürlichen Knicklast $\bar{S}_F = \frac{\pi^2 \cdot EJ}{\bar{s}^2}$ des Druckstabes, für drei verschiedene Druckstäbe in Abhängigkeit von $m_{1,2}$ aufgetragen; bei der Berechnung der Knicklast der Stabgruppe ist hier vorausgesetzt, daß auch der Druckstab dem Hookeschen Gesetz gehorcht.

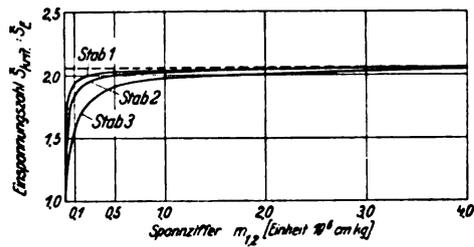


Abb. 8. Einspannungszahl $\bar{S}_{\text{Krit}} : \bar{S}_F$ in Abhängigkeit von der Spannziffer.

Die Abmessungen der Druckstäbe sind in Zahlentafel 2 angegeben. Abb. 8 zeigt, daß die Einspannungszahl $\bar{S}_{\text{Krit}} : \bar{S}_F$ von dem Wert 1,0 für $m_{2,1} = 0$ (gelenkige Lagerung) ausgehend ansteigt und sich dann asymptotisch dem für $m_{1,2} = \infty$ (starre Einspannung) geltenden Grenzwert 2,045 nähert. Der praktisch wichtige Bereich ist der des steilen Anstieges (kleine Werte $m_{1,2}$).

Zahlentafel 2.

Stab	\bar{s}	i	$\frac{s}{i}$	$EJ \cdot 10^{-6}$
—	cm	cm	—	kgcm ⁴
1	—	0,6	170	0,28
2	102,5	0,7	150	0,53
3	—	0,9	115	2,00

III. Zweckmäßige Berücksichtigung der Einspannungswirkung beim Entwurf von Rohrkonstruktionen.

Um in einfacher Weise eine auf der sicheren Seite liegende Näherung für die Berücksichtigung der Einspannungswirkung zu erhalten, zerlegt man ein gegebenes Stabwerk zweckmäßig in Stabgruppen (vgl. ZFM 1930, S. 250, Abschn. 3). Die einfachste Stabgruppe ist die im vorliegenden Bericht behandelte Zweistabgruppe. Ist ein Druckstab in zwei zueinander senkrechten Ebenen je durch einen Zug- oder spannungslosen Stab (z. B. ein Seitenwandstab eines Rumpffachwerkes durch einen Zuggurt und einen waagerechten Riegel, der bei der betreffenden Belastung des Fachwerkes gerade spannungslos ist) eingespannt, so kann man seine Knicklast als diejenige des Zweistabgebildes Seitenwandstab-Gurt bzw. Seitenwandstab-Riegel angeben, das die kleinere Knicklast liefert, d. h. in dem der einspannende Stab die kleinere Spannziffer m aufweist.

Um dann die Bemessung des Druckstabes in der üblichen Form mit Hilfe von Knickkurven durchzuführen, hat man für jede Stahlrohrsorte an Stelle nur einer Knickkurve für den Fall beiderseits gelenkiger Lagerung jetzt eine Kurvenschar aufzutragen, wie sie in Abb. 9 gezeigt ist, die die Knicklast P_k in Abhängigkeit von der Stablänge \bar{s} des Druckstabes mit der Spannziffer $m_{1,2}$ des Zugstabes als Parameter angibt. Nach Berechnung der Spannziffern der beiden einspannenden Stäbe kann man dann die zu der kleineren Spannziffer gehörige Knicklast P_k aus dem Kurvenblatt ablesen.

Zwischen dem Punkt jeder Kurve für P_k , der der Proportionalitätsgrenze des Baustoffes entspricht und der Kraft $P_{k \text{ max}}$, die der Bruch- (bzw. örtlichen Beul-) Spannung entspricht und die dem Schlankheitsgrad $\frac{l}{i} = 10$ zugeordnet wird, wird zweckmäßig (wie in Abb. 9) geradlinig interpoliert.

Die Berechnung einer Kurvenschar, wie der in Abb. 9 dargestellten, läßt sich mit geringem Rechenaufwand in der Weise ausführen, daß man für einige Stablängen \bar{s} die Spannziffer $m_{2,3} = \frac{EJ}{\bar{s}} \cdot \mu$ des Druckstabes (Tafeln für $\mu = \frac{\alpha^2}{1 - \frac{\alpha}{\text{tg } \alpha}}$ in Abhängigkeit von α vgl. bei Thalau-Teichmann im Anhang) in Abhängigkeit von der Stabkraft S berechnet

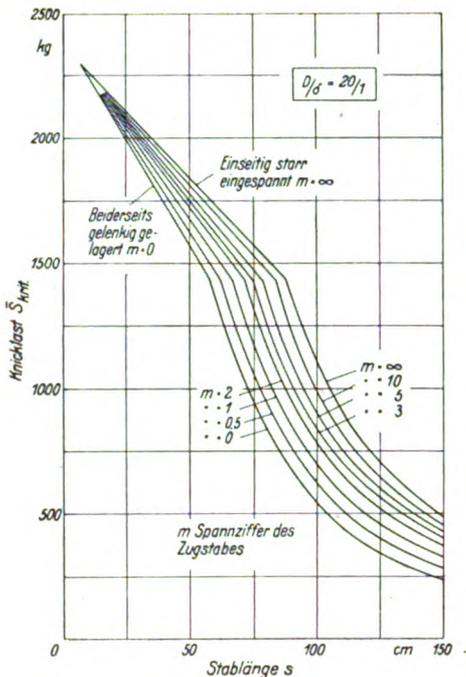


Abb. 9. Knickkurven für Stahlrohr $D/d = 20/1$.

und aufträgt und aus der Kurve $m_{2,3} = f(s)$ für die betreffende Stablänge die zu den gewünschten Spanziffern $m_{1,2} = 0,5, 1, 2$ usw. gehörigen Stabkräfte S abgreift, die die Knickbedingung erfüllen, d. h. für die $m_{2,3} = -m_{1,2}$ ist.

Zur Erleichterung der Berechnung der Spanziffer des Zugstabes

$$m_{1,2} = \frac{EJ}{s} \cdot \eta \quad (\text{vgl. Abschnitt II a})$$

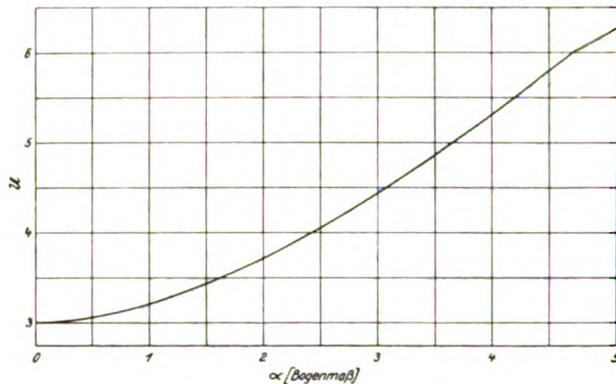


Abb. 10. η als Funktion von α .

ist in Abb. 10 die Größe $\eta = \frac{\alpha^2}{\lg \alpha - 1}$ in Abhängigkeit von α aufgetragen.

IV. Zusammenfassung.

Im Anschluß an den 183. DVL-Bericht wird die Knicklast eines ebenen Zweistabgebildes aus einem Druckstab, der mit einem auf Zug beanspruchten bzw. spannungslosen Stab biegungsfest verbunden ist, erörtert. Es wird der Einfluß der für die Größe der Einspannung maßgebenden Werte Biegesteifigkeit EJ , Stabkraft S , Stablänge s des Zugstabes und der Art seiner Lagerung auf die Knicklast der Zweistabgruppe erörtert und gezeigt, daß der Einfluß der Biegesteifigkeit EJ im allgemeinen den der anderen Größen wesentlich überwiegt. Am Schluß des Berichtes wird ein Beispiel für einfache angenäherte Berücksichtigung der Einspannungswirkung beim Entwurf von Stahlrohrrümpfen gegeben.

Abgeschlossen am 19. 10. 1933.

Schwingungsberechnung von räumlichen Maschinenfundamenten.

Von B. von Schlippe (Junkers-Flugzeugwerk A.G.).

Mit der ständigen Entwicklung der Technik ist die Frage der Beherrschung von Schwingungen mit den Jahren immer mehr in den Vordergrund gerückt. Neben die statische Durchrechnung von Maschinen, Bauwerken und deren Teilen tritt die „dynamische“ Berechnung und erscheint in vielen Fällen als wichtige Ergänzung zur Ersteren.

Vorliegende Arbeit hat als Ziel das Einfühlen in die Gesetze und Erscheinungen der Schwingungsvorgänge bei räumlichen Systemen unter besonderem Hinblick auf die Motorvorbauten von Flugzeugen, die sich näherungsweise nach den vorstehenden Ausführungen auf Schwingungen berechnen lassen.

Gliederung.

- I. Einleitung.
- II. Berechnung der Eigenfrequenzen.
 1. Bezeichnung der vorkommenden Größen.
 2. Aufstellung der Bewegungsgleichungen.
 3. Zusammenhang zwischen den Kräften und den Verschiebungen.
 4. Auflösung der Bewegungsgleichungen.
 5. Berechnung der Eigenfrequenzen λ als Wurzeln einer bikubischen Gleichung.
- III. Bestimmung der Schwingungsformen.
 1. Berechnung der Schwingungsrichtungen.
 2. Lage der Schwingungsachsen der Eigenschwingungen (Eigenachsen).
 3. Beziehung der Eigenachsen untereinander.
- IV. Zusammenfassung des Berechnungsganges.
- V. Das doppelsymmetrische System.
- VI. Erzwungene Schwingungen.
 1. Bezeichnung der vorkommenden Größen.
 2. Zurückführung des Schwingungssystems auf die Schwingungen eines Massenpunktes.
 3. Berechnung der Amplitude des reduzierten Systems bei gegebenem Erregermoment und Dämpfung.
 4. Die resultierende Schwingungsbewegung unter Wirkung einer erregenden Kraft P.
- VII. Zusammenfassung.

I. Einleitung.

Vom Standpunkt der Mechanik ist die Aufgabenstellung folgende: Es ist ein starrer Körper durch ein elastisches, räumliches System an festen, unnachgiebigen Lagerpunkten angelenkt. Zu ermitteln sind die Eigenfrequenzen und Schwingungsformen des Systems.

Das System, das in Abb. 1 dargestellt ist, besitzt 6 Freiheitsgrade, und zwar 3 Schiebungen in Richtung der Achsen x, y, z und 3 Drehungen ξ, η, ζ um die entsprechenden Achsen. Das Koordinatenkreuz wird so gelegt, daß sein Ursprung mit dem Massenschwerpunkt und die drei Achsen mit den Hauptträgheitsachsen der Masse zusammenfallen.

Um die Berechnung nicht zu umfangreich werden zu lassen, sei eine einschränkende Bedingung aufgestellt:

Das System besitze eine Symmetrieebene, was für die meisten praktisch vorkommenden Fälle tatsächlich der Fall sein dürfte. Die miteinander gekoppelten Schwingungsformen zerfallen bei dieser Annahme in zwei voneinander unabhängige Gruppen: die symmetrische und die antisymmetrische, die sich getrennt behandeln lassen.

Wählt man die senkrechte Ebene $x-z$ als Symmetrieebene, so besitzt die symmetrische Form die Freiheitsgrade $x, \eta, z,$

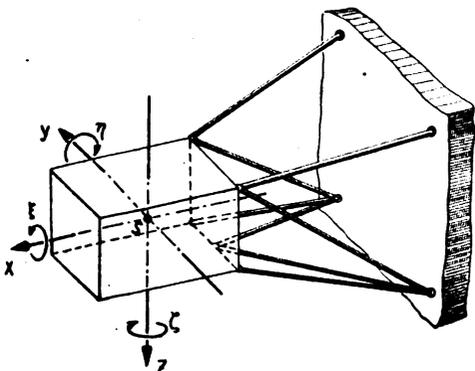


Abb. 1. Schwingungsfähiges System mit 6 Freiheitsgraden.

die antisymmetrische Form ξ, y, ζ , d. h. die erstere besteht aus zwei Schiebungen und einer Drehung, die zweite aus einer Schiebung und zwei Drehungen. Die durch die Massenkkräfte hervorgerufenen Stabkräfte im System sind bei beiden Schwingungsformen in je zwei entsprechenden, d. h. symmetrisch angeordneten Stäben der Größe nach gleich, haben aber bei der symmetrischen Schwingung gleiche, bei der antisymmetrischen Schwingung entgegengesetzte Vorzeichen.

II. Berechnung der Eigenfrequenzen.

1. Bezeichnung vorkommender Größen.

- x, y, z [cm] Koordinaten der Schiebungen.
- ξ, η, ζ [Bogen] Koordinaten (verallgemeinerte) der Drehbewegungen um die entsprechenden Achsen.
- m [kg cm⁻¹s²] Masse des starren Körpers.
- i_x, i_y, i_z [cm] Trägheitsradien der Masse.
- c_{ik} [kg/cm, kg, cm kg] Kraft bzw. Moment in i -Richtung, welche eine Einheitsverschiebung bzw. Drehung in k -Richtung erzeugt.
- c_i [kg/cm, kg, cm kg] Rückstellkraft bzw. Moment als Funktion sämtlicher Koordinaten.
- δ_{ik} [cm/kg, l/kg, l/cm kg] Verschiebung in i -Richtung infolge der Kraft (des Momentes) gleich eins in k -Richtung.
- D_{ik} [cm²/kg², cm/kg², l/kg²] Zählerdeterminanten der δ_{ik} -Werte.
- D_a [cm²/kg²] Nennerdeterminanten der δ_{ik} -Werte.
- D_b [cm/kg³] Nennerdeterminanten der δ_{ik} -Werte.
- C_i [cm, Bogen] Amplituden in i -Richtung.
- λ_{1-6} [1/s] Kreisfrequenzen der Eigenschwingungen.
- $\left. \begin{matrix} a \\ b \end{matrix} \right\}$ Koeffizienten der Frequenzgleichung dritten Grades (Abkürzungen für Ausdrücke aus D_{ik} -Werten).
- r_i [cm] Radien der symmetrischen Pendelschwingungen.
- ϱ_i [cm] Radien der antisymmetrischen Pendelschwingungen.
- E_1-E_6 Bezeichnung der sechs Schwingungsachsen.
- S Bezeichnung des Massenschwerpunktes.
- h_i [cm] Höhen des symmetrischen Schwingungsdreiecks.
- $\left. \begin{matrix} S_i \\ S_k \end{matrix} \right\}$ [kg/kg] Stabkräfte im Fachwerk infolge von Einheitskräften (Momenten) in i - bzw. k -Richtung.

2. Aufstellung der Bewegungsgleichungen an einem System mit 2 Freiheitsgraden.

Der größeren Anschaulichkeit und Kürze wegen sollen die Bewegungsvorgänge erst an einem ebenen System mit 2 Freiheitsgraden untersucht und später auf das eigentliche System mit 6 Freiheitsgraden übertragen werden.

Zu diesem Zweck denke man sich einen Massenpunkt m , der von einem elastischen, ebenen Fachwerk gehalten wird, im Ursprung eines Koordinatensystems $x-z$ (Abb. 2).

Wird der Punkt um die kleinen Beträge x und z in Richtung der entsprechenden Achsen ausgelenkt, so treten im Fachwerk Reaktionskräfte auf, die den Punkt in seine ursprüngliche Lage zurück-

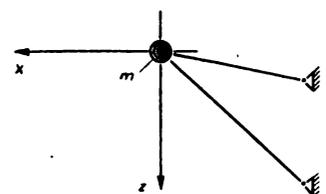


Abb. 2. Massenpunkt an einem elastischen Fachwerk.

zuführen suchen. Die Kräfte seien entsprechend ihren Richtungen mit $-c_x$ und $-c_z$ bezeichnet.

Das dynamische Gleichgewicht (s. Abb. 3) kann in jeder der beiden Richtungen nach dem d'Alembertschen Prinzip in der üblichen Form angeschrieben werden:

$$\left. \begin{aligned} m \cdot \ddot{x} &= -c_x \\ m \cdot \ddot{z} &= -c_z \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

worin m die Masse des Punktes, \ddot{x} und \ddot{z} die Beschleunigungen (zweiten Ableitungen von x und z nach der Zeit) und c_x und c_z die Rückstellkräfte bedeuten, die als Funktionen der Koordinaten noch näher zu bestimmen sind.

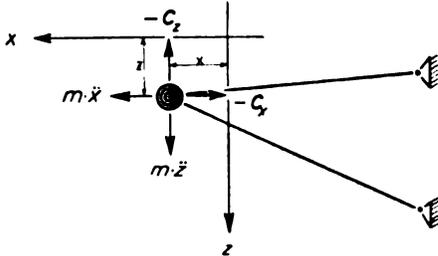


Abb. 3. Infolge der Auslenkung des Massenpunktes treten Reaktionskräfte c_x und c_z auf.

Soll der Punkt nur in x -Richtung ausgelenkt werden, so muß an ihm offenbar außer einer Kraft in x -Richtung noch eine senkrecht zu ihr gerichtete Kraft angreifen, da sonst der Punkt, falls nicht irgendwelche Symmetriebedingungen vorliegen, auch eine Verschiebung in z -Richtung erleiden würde. Die beiden Kraftkomponenten, die notwendig sind, um eine Verschiebung vom Betrage eins in x -Richtung hervorzurufen seien mit c_{xx} und c_{zx} bezeichnet (Abb. 4). Dasselbe gilt sinngemäß auch für die z -Richtung, wobei die beiden Kraftkomponenten entsprechend mit c_{zz} und c_{xz} bezeichnet werden.

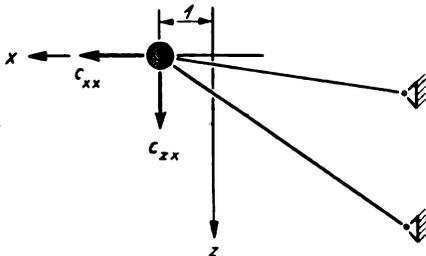


Abb. 4. Die Verschiebung gleich eins in x -Richtung als Folge der beiden Kräfte c_{xx} und c_{zx} .

Bei einer Auslenkung nach beiden Richtungen um x und z müssen somit am Punkte die vier Kraftkomponenten wirken:

$$\begin{aligned} \text{in } x\text{-Richtung } &c_{xx} \cdot x + c_{zx} \cdot z, \\ \text{in } z\text{-Richtung } &c_{zz} \cdot z + c_{xz} \cdot x, \end{aligned}$$

die mit den Reaktionen c_x und c_z identisch sind (vgl. Abb. 3 und 5). Es ist also

$$\left. \begin{aligned} c_x &= c_{xx} \cdot x + c_{zx} \cdot z \\ c_z &= c_{zz} \cdot z + c_{xz} \cdot x \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

womit die Kräfte c_x und c_z als Funktionen der Koordinaten gefunden sind.

Die Bewegungsgleichungen (1) können demnach in der Form geschrieben werden:

$$\left. \begin{aligned} m \cdot \ddot{x} &= -c_{xx} \cdot x - c_{zx} \cdot z \\ m \cdot \ddot{z} &= -c_{zz} \cdot z - c_{xz} \cdot x \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

Sie stellen ein System von zwei simultanen Differentialgleichungen zweiter Ordnung dar, auf deren Lösung in Abschnitt II, 4 eingegangen werden wird.

Nachdem die Bewegungsgleichungen für ein ebenes System mit 2 Freiheitsgraden aufgestellt worden sind,

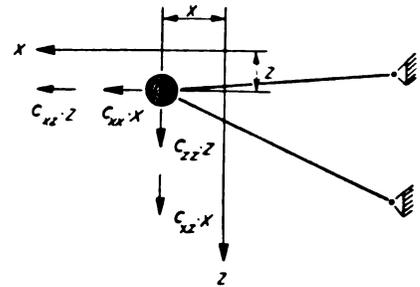


Abb. 5. Um eine Verschiebung des Massenpunktes um x und z hervorzurufen, müssen die eingezeichneten, den Auslenkungen verhältnismäßigen Kraftkomponenten wirken.

kann die Übertragung auf das System mit 6 Freiheitsgraden erfolgen, wobei 6 Gleichungen mit je 6 c_{ik} -Werten auftreten.

Infolge der festgelegten Symmetriebedingung fällt jedoch die Hälfte der Kräfte c_{ik} aus den Gleichungen heraus, und das gekoppelte System von 6 Gleichungen zerfällt in zwei voneinander unabhängige Systeme von je 3 Gleichungen. (Um nämlich eine Verschiebung in x -Richtung hervorzurufen, braucht bzw. darf aus Symmetriegründen eine Kraft in x -Richtung nicht auftreten. Es ist also $c_{xy} = 0$. Ebenfalls ist $c_{yz} = 0$ usw.)

Die Bewegungsgleichungen für das 6läufige System lauten also:

$$\left. \begin{aligned} m \cdot \ddot{x} &= -x \cdot c_{xx} - \eta \cdot c_{x\eta} - z \cdot c_{xz} \\ i_y^2 \cdot m \cdot \ddot{\eta} &= -x \cdot c_{\eta x} - \eta \cdot c_{\eta\eta} - z \cdot c_{\eta z} \\ m \cdot \ddot{z} &= -x \cdot c_{zx} - \eta \cdot c_{z\eta} - z \cdot c_{zz} \end{aligned} \right\} \dots \dots (4)$$

und

$$\left. \begin{aligned} i_x^2 \cdot m \cdot \ddot{\xi} &= -\xi \cdot c_{\xi\xi} - y \cdot c_{\xi y} - \zeta \cdot c_{\xi z} \\ m \cdot \ddot{y} &= -\xi \cdot c_{y\xi} - y \cdot c_{yy} - \zeta \cdot c_{y\zeta} \\ i_z^2 \cdot m \cdot \ddot{\zeta} &= -\xi \cdot c_{z\xi} - y \cdot c_{z y} - \zeta \cdot c_{zz} \end{aligned} \right\} \dots \dots (5)$$

wobei i_x , i_y und i_z die auf die 3 Koordinaten-Achsen bezogenen Trägheitsradien der schwingenden Masse bedeuten. Da es sich hier nicht nur um Translations- sondern auch um Drehbewegungen handelt, stellen die c_{ik} -Werte teilweise auch Momente dar.

Wie man aus den beiden Gleichungssystemen (4) und (5) ersieht, sind zwei gekoppelte Schwingungsformen vorhanden: die symmetrische, bestehend aus zwei Schiebungen in x - und z -Richtung und einer Drehung um die y -Achse, und die antisymmetrische, bestehend aus einer Schiebung in y -Richtung und zwei Drehungen um die x - und die z -Achse.

3. Zusammenhang zwischen den Rückstellkräften c_{ik} und den Verschiebungen δ_{ik} .

Um eine Berechnung der in Gl. (4) und (5) vorkommenden Rückstellkräfte mit Hilfe der in der Statik üblichen Methoden vornehmen zu können, muß ein Zusammenhang der Kräfte c_{ik} infolge von Einheitsverschiebungen mit den Verschiebungen δ_{ik} infolge von Einheitskräften gefunden werden.

Der Kürze wegen werde wieder das zweiläufige System von Abb. 2 betrachtet. Es sei wie üblich mit δ_{xx} eine Verschiebung in x -Richtung infolge einer Kraft = 1 in x -Richtung, mit δ_{zx} eine Verschiebung in z -Richtung infolge einer Kraft = 1 in z -Richtung usw. bezeichnet. Wirken nun auf den Massenpunkt die bereits definierten Kräfte c_{xx} und c_{zx} so treten die Verschiebungen auf:

$$\begin{aligned} \delta_x &= c_{xx} \cdot \delta_{xx} + c_{zx} \cdot \delta_{zx} \\ \delta_z &= c_{zx} \cdot \delta_{xx} + c_{zz} \cdot \delta_{zx}. \end{aligned}$$

Laut Definition sollte unter Wirkung der beiden Kräfte c_{xx} und c_{zx} nur eine Verschiebung = 1 in x -Richtung erfolgen, während keine Verschiebung in z -Richtung stattfinden durfte. Daraus ergibt sich das Gleichungspaar:

$$\left. \begin{aligned} \delta_x &= c_{xx} \cdot \delta_{xx} + c_{zx} \cdot \delta_{zx} = 1 \\ \delta_z &= c_{zx} \cdot \delta_{xx} + c_{zz} \cdot \delta_{zx} = 0 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (6)$$

Die Auflösung dieser 2 Gleichungen mit den Unbekannten c_{xx} und c_{zx} lautet in Determinantenform:

$$D_{xx} = \begin{vmatrix} 1 & \delta_{zx} \\ 0 & \delta_{zz} \end{vmatrix} = + \delta_{zz}$$

$$D_{zx} = \begin{vmatrix} \delta_{zx} & 1 \\ \delta_{zz} & 0 \end{vmatrix} = - \delta_{zx}$$

$$D = \begin{vmatrix} \delta_{xx} & \delta_{zx} \\ \delta_{zx} & \delta_{zz} \end{vmatrix} = \delta_{xx} \delta_{zz} - \delta_{zx}^2$$

und daraus:

$$\left. \begin{aligned} c_{xx} &= \frac{D_{zx}}{D} = \frac{\delta_{zx}}{D} \\ c_{zx} &= \frac{D_{xx}}{D} = - \frac{\delta_{zx}}{D} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (7)$$

Analog ist für die Kräfte, die eine Verschiebung = 1 nur in x -Richtung hervorrufen:

$$\left. \begin{aligned} c_{zx} &= \frac{D_{zz}}{D} = \frac{\delta_{zx}}{D} \\ c_{zz} &= \frac{D_{zx}}{D} = - \frac{\delta_{zx}}{D} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (8)$$

Somit ist der Zusammenhang zwischen den Rückstellkräften und den Verschiebungen gefunden. Er lautet in allgemeiner Form:

$$c_{ik} = \frac{D_{ik}}{D} \dots \dots \dots (9)$$

Durch Vergleich von Gl. (7) und (8) findet man, da bekanntlich $\delta_{zx} = \delta_{zx}$, daß auch $c_{zx} = c_{zx}$, oder allgemein:

$$c_{ik} = c_{ki} \dots \dots \dots (10)$$

Für das 6läufige System mit der Symmetrieebene $x-z$ sind die Determinanten ausgerechnet worden. Sie lauten für die Richtungen x, η, z :

$$\left. \begin{aligned} D_{xx} &= \delta_{\eta\eta} \cdot \delta_{zz} - \delta_{z\eta}^2 \\ D_{\eta\eta} &= \delta_{zz} \cdot \delta_{xx} - \delta_{zx}^2 \\ D_{zz} &= \delta_{xx} \cdot \delta_{\eta\eta} - \delta_{x\eta}^2 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (11)$$

$$\left. \begin{aligned} D_{x\eta} &= \delta_{\eta z} \cdot \delta_{zx} - \delta_{x\eta} \cdot \delta_{zz} \\ D_{\eta z} &= \delta_{zx} \cdot \delta_{x\eta} - \delta_{\eta z} \cdot \delta_{xx} \\ D_{zx} &= \delta_{x\eta} \cdot \delta_{\eta z} - \delta_{zx} \cdot \delta_{\eta\eta} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (12)$$

und die dazugehörige Nennerdeterminante, die mit dem Zeiger a versehen wird:

$$D_a = \delta_{xx} \cdot \delta_{\eta\eta} \cdot \delta_{zz} - \delta_{xx} \cdot \delta_{z\eta}^2 - \delta_{zz} \cdot \delta_{x\eta}^2 - \delta_{\eta\eta} \cdot \delta_{zx}^2 + 2 \delta_{x\eta} \cdot \delta_{\eta z} \cdot \delta_{zx} \dots \dots (13)$$

Entsprechend ist für die Richtungen ξ, y, ζ :

$$\left. \begin{aligned} D_{\xi\xi} &= \delta_{\eta\eta} \cdot \delta_{\zeta\zeta} - \delta_{\zeta\eta}^2 \\ D_{\eta\eta} &= \delta_{\zeta\zeta} \cdot \delta_{\xi\xi} - \delta_{\xi\eta}^2 \\ D_{\zeta\zeta} &= \delta_{\xi\xi} \cdot \delta_{\eta\eta} - \delta_{\xi\eta}^2 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (14)$$

$$\left. \begin{aligned} D_{\xi\eta} &= \delta_{\zeta\zeta} \cdot \delta_{\xi\eta} - \delta_{\xi\zeta} \cdot \delta_{\eta\zeta} \\ D_{\eta\zeta} &= \delta_{\xi\xi} \cdot \delta_{\eta\zeta} - \delta_{\eta\xi} \cdot \delta_{\zeta\xi} \\ D_{\zeta\xi} &= \delta_{\xi\eta} \cdot \delta_{\eta\zeta} - \delta_{\xi\zeta} \cdot \delta_{\eta\eta} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (15)$$

und

$$D_b = \delta_{\xi\xi} \cdot \delta_{\eta\eta} \cdot \delta_{\zeta\zeta} - \delta_{\xi\xi} \cdot \delta_{\zeta\eta}^2 - \delta_{\eta\eta} \cdot \delta_{\xi\zeta}^2 - \delta_{\zeta\zeta} \cdot \delta_{\eta\xi}^2 + 2 \delta_{\xi\eta} \cdot \delta_{\eta\zeta} \cdot \delta_{\zeta\xi} \dots \dots (16)$$

4. Auflösung der Bewegungsgleichungen.

Die Lösung der simultanen Differentialgleichungen (4) und (5) soll der Kürze wegen ausführlich nur für eine von ihnen durchgeführt werden.

Die drei Wegkomponenten x, η, z sind, wie es bei einem Schwingungsproblem vorauszusehen ist, periodische Funk-

tionen der Zeit t . Es wird daher versucht, die partikulären Lösungen in Form einer komplexen Periode anzusetzen:

$$\left. \begin{aligned} x &= C_x \cdot e^{i\lambda t} \\ \eta &= C_\eta \cdot e^{i\lambda t} \\ z &= C_z \cdot e^{i\lambda t} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (17)$$

wobei C_x, \dots Amplitudenkomponenten darstellen und $i = \sqrt{-1}$ ist. Setzt man diese Werte in Gl. (4) ein und kürzt sie mit $e^{i\lambda t}$, so erhält man:

$$\left. \begin{aligned} m \cdot C_x \cdot \lambda^2 &= C_x \cdot c_{xx} + C_\eta \cdot c_{x\eta} + C_z \cdot c_{xz} \\ i_y^2 \cdot m \cdot C_\eta \cdot \lambda^2 &= C_x \cdot c_{\eta x} + C_\eta \cdot c_{\eta\eta} + C_z \cdot c_{\eta z} \\ m \cdot C_z \cdot \lambda^2 &= C_x \cdot c_{zx} + C_\eta \cdot c_{z\eta} + C_z \cdot c_{zz} \end{aligned} \right\} \dots (18)$$

Gl. (18) stellt ein homogenes Gleichungssystem mit den Unbekannten C_x, C_z und C_η dar, die nur endliche Werte haben können, wenn die Nennerdeterminante des Systems gleich Null wird. Die Bedingungsgleichung lautet demnach:

$$\Delta = \begin{vmatrix} (c_{xx} - m \cdot \lambda^2) & c_{x\eta} & c_{xz} \\ c_{\eta x} & (c_{\eta\eta} - i_y^2 \cdot m \cdot \lambda^2) & c_{\eta z} \\ c_{zx} & c_{z\eta} & (c_{zz} - m \cdot \lambda^2) \end{vmatrix} = 0 \quad (19)$$

aus der die gesuchten Eigenfrequenzen als Wurzeln λ_1^2, λ_2^2 und λ_3^2 der aus Gl. (19) entstehenden bikubischen Gleichung (20) gefunden werden. Löst man die Determinante auf, so erhält man:

$$\lambda^6 + a_2 \lambda^4 + a_1 \lambda^2 + a_0 = 0, \dots \dots \dots (20)$$

worin die Koeffizienten a_0, a_1, a_2 Abkürzungen für die aus den c_{ik} -Werten entstandenen Ausdrücke darstellen.

Nun lassen sich, wie im vorigen Abschnitt beschrieben, die Kräfte c_{ik} durch die Verschiebung δ_{ik} bzw. die aus ihnen gebildeten Determinanten D_{ik} ersetzen (vgl. Gl. (9)); die Koeffizienten der Gl. (20) nehmen dann die Form an:

$$\left. \begin{aligned} a_0 &= - \frac{D_{xx} D_{\eta\eta} D_{zz} - D_{xx} D_{z\eta}^2 - D_{\eta\eta} D_{zx}^2 - D_{zz} D_{x\eta}^2}{(D_a \cdot m)^3 \cdot i_y^2} \\ &\quad - \frac{2 D_{x\eta} D_{\eta z} D_{zx}}{(D_a \cdot m)^3 \cdot i_y^2} \\ a_1 &= + \frac{D_{xx} D_{\eta\eta} + D_{\eta\eta} D_{zz} + D_{zz} D_{xx} i_y^2 - D_{x\eta}^2 - D_{\eta z}^2}{(D_a \cdot m)^2 \cdot i_y^2} \\ &\quad - \frac{D_{x\eta}^2 i_y^2}{(D_a \cdot m)^3 \cdot i_y^2} \\ a_2 &= - \frac{D_{xx} i_y^2 + D_{\eta\eta} + D_{zz} i_y^2}{D_a \cdot m \cdot i_y^2} \end{aligned} \right\} (21)$$

Analog der Lösung von Gl. (4) liefert Gl. (5) die 3 Eigenfrequenzen, die fortlaufend mit λ_4, λ_5 und λ_6 bezeichnet werden sollen. Die Koeffizienten der bikubischen Gleichung

$$\lambda^6 + b_2 \lambda^4 + b_1 \lambda^2 + b_0 = 0 \dots \dots \dots (22)$$

sind wiederum Abkürzungen für die Ausdrücke:

$$\left. \begin{aligned} b_0 &= - \frac{D_{\xi\xi} D_{\eta\eta} D_{\zeta\zeta} - D_{\xi\xi} D_{\zeta\eta}^2 - D_{\eta\eta} D_{\xi\zeta}^2 - D_{\zeta\zeta} D_{\eta\xi}^2}{(D_b \cdot m)^3 \cdot i_r^2 \cdot i_z^2} \\ &\quad - \frac{2 D_{\xi\eta} D_{\eta\zeta} D_{\zeta\xi}}{(D_b \cdot m)^3 \cdot i_r^2 \cdot i_z^2} \\ b_1 &= + \frac{D_{\xi\xi} D_{\eta\eta} i_r^2 + D_{\eta\eta} D_{\zeta\zeta} i_r^2 + D_{\zeta\zeta} D_{\xi\xi} - D_{\xi\eta}^2 i_r^2}{(D_b \cdot m)^2 \cdot i_r^2 \cdot i_z^2} \\ &\quad - \frac{D_{\xi\eta}^2 i_r^2 + D_{\eta\zeta}^2}{(D_b \cdot m)^2 \cdot i_r^2 \cdot i_z^2} \\ b_2 &= - \frac{D_{\xi\xi} i_r^2 + D_{\eta\eta} i_r^2 \cdot i_z^2 + D_{\zeta\zeta} i_r^2}{D_b \cdot m \cdot i_r^2 \cdot i_z^2} \end{aligned} \right\} (23)$$

Durch Auflösen von Gl. (20) erhält man also die drei Eigenfrequenzen λ_1, λ_2 und λ_3 , die zur symmetrischen Schwingungsform x, η, z gehören. Gl. (22) liefert die Eigenfrequenzen λ_4, λ_5 und λ_6 der antisymmetrischen Form ξ, η, ζ .

III. Bestimmung der Schwingungsformen.

1. Berechnung der Schwingungsrichtungen.

Die in Gl. (18) auftretenden Integrationskonstanten C_x, C_η, C_z stellen Amplituden dar, die, da es sich um eine Eigenwertaufgabe handelt, in ihren absoluten Größen willkürlich sind, zueinander aber in einer ganz bestimmten Beziehung stehen. Da es lediglich auf ihr Verhältnis ankommt, kann über eine der Konstanten, z. B. C_η , beliebig verfügt werden; die anderen beiden Werte C_x und C_z lassen sich in ihr ausdrücken.

Gl. (18) kann umgeformt und geschrieben werden:

$$\left. \begin{aligned} C_x \cdot (c_{xx} - m\lambda^2) + C_z \cdot c_{xz} &= -c_{x\eta} C_\eta \\ C_x \cdot c_{\eta x} + C_z \cdot c_{\eta z} &= -(c_{\eta\eta} - i_y^2 \cdot m \cdot \lambda^2) C_\eta \\ C_x \cdot c_{zx} + C_z (c_{zz} - m\lambda^2) &= -c_{z\eta} C_\eta \end{aligned} \right\} (24)$$

Hierin können die drei bereits gefundenen Wurzeln λ_1, λ_2 oder λ_3 (allgemein λ_n) eingesetzt werden. Aus der ersten und zweiten Gl. (24) ergibt sich:

$$C_x = C_\eta \frac{c_{zx} \cdot c_{\eta\eta} - c_{x\eta} \cdot c_{\eta z} - c_{zx} \cdot i_y^2 \cdot m \cdot \lambda_n^2}{c_{xx} \cdot c_{\eta z} - c_{x\eta} \cdot c_{zx} - c_{\eta z} \cdot m \cdot \lambda_n^2} \dots (25)$$

aus der dritten und zweiten:

$$C_z = C_\eta \frac{c_{zx} \cdot c_{\eta\eta} - c_{x\eta} \cdot c_{\eta z} - c_{zx} \cdot i_y^2 \cdot m \cdot \lambda_n^2}{c_{zz} \cdot c_{x\eta} - c_{\eta z} \cdot c_{zx} - c_{x\eta} \cdot m \cdot \lambda_n^2} \dots (26)$$

Ersetzt man die Kräfte c_{ik} wieder durch die D_{ik} -Werte (vgl. Gl. (9)) und dividiert die Gleichungen durch C_η , so erhält man:

$$\left. \begin{aligned} C_x &= \frac{D_{\eta\eta} D_{zx} - D_{x\eta} D_{\eta z} - D_{zx} D_a \cdot i_y^2 \cdot m \cdot \lambda_n^2}{D_{xx} D_{\eta z} - D_{x\eta} D_{zx} - D_{\eta z} D_a \cdot m \cdot \lambda_n^2} \\ C_z &= \frac{D_{\eta\eta} D_{zx} - D_{x\eta} D_{\eta z} - D_{zx} D_a \cdot i_y^2 \cdot m \cdot \lambda_n^2}{D_{zz} D_{x\eta} - D_{\eta z} D_{zx} - D_{x\eta} D_a \cdot m \cdot \lambda_n^2} \end{aligned} \right\} (27)$$

Analog hierzu ergibt sich für die antisymmetrische Schwingungsform:

$$\left. \begin{aligned} C_\xi &= \frac{D_{\xi\xi} D_{\eta z} - D_{\xi\eta} D_{\eta\xi} - D_{\eta z} D_b \cdot i_x^2 \cdot m \cdot \lambda_n^2}{D_{\eta\eta} D_{\xi z} - D_{\xi\eta} D_{\eta\xi} - D_{\xi z} D_b \cdot m \cdot \lambda_n^2} \\ C_\zeta &= \frac{D_{\eta\eta} D_{\xi z} - D_{\xi\eta} D_{\eta\xi} - D_{\xi z} D_b \cdot i_x^2 \cdot m \cdot \lambda_n^2}{D_{\eta\eta} D_{\xi z} - D_{\xi\eta} D_{\eta\xi} - D_{\xi z} D_b \cdot m \cdot \lambda_n^2} \end{aligned} \right\} (28)$$

Man erkennt, daß für jede der drei Eigenfrequenzen λ_n in beiden Schwingungsformen je drei verschiedene Amplitudenverhältnisse, d. h. drei Schwingungsrichtungen, auftreten.

2. Lage der Schwingungsachsen der Eigenschwingungen (Eigenachsen).

Die Bahnen der Schwingungen lassen sich aus den Gl. (27) und (28) leicht bestimmen. Der Wert C_x/C_η stellt einen Radius dar, der senkrecht zur x -Achse steht, also mit der z -Achse zusammenfällt und mit $-r_z^1$ bezeichnet werden soll. Ebenfalls ist C_z/C_η ein Radius, der in die x -Achse fällt und entsprechend mit r_x bezeichnet wird.

Die Schwingung setzt sich aus zwei Drehungen um die Endpunkte der Radien

$$\left. \begin{aligned} r_z &= -\frac{C_x}{C_\eta} \\ r_x &= +\frac{C_z}{C_\eta} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (29)$$

zusammen (Abb. 6).

¹⁾ Das Koordinatenkreuz ist als Rechtssystem gewählt worden. Demnach fällt der Radius r_z bei einer positiven x - und η -Richtung in die Richtung der negativen z -Achse. Um dies zu kennzeichnen, ist für C_x/C_η der Wert $-r_z$ gesetzt worden.

Die endgültige Drehachse für die Schwingung mit der Eigenfrequenz λ_i , oder kurz, die Eigenachse E_i , die für die symmetrische Schwingungsform (x, η, z) senkrecht zur $x-z$ -Ebene steht, befindet sich vom Schwerpunkt im Abstände

$$r_i = \sqrt{r_x^2 + r_z^2} \dots \dots \dots (30)$$

dessen Richtung sich aus der geometrischen Zusammensetzung seiner Komponenten r_x und r_z ergibt.

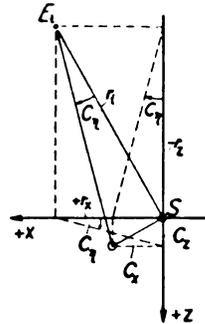


Abb. 6. Die Eigenschwingungsachse E_i befindet sich vom Schwerpunkt S in einem Abstand r_i , der aus der geometrischen Summe von r_x und r_z gebildet wird.

Bei der antisymmetrischen Schwingungsform sind die Quotienten C_η/C_ξ und C_η/C_ζ geometrisch betrachtet ebenfalls Radien, um deren Endpunkte die Drehungen C_ξ und C_ζ erfolgen. Es werden wieder bezeichnet:

$$\left. \begin{aligned} \varrho_x &= \frac{C_\eta}{C_\xi} \\ \varrho_z &= -\frac{C_\eta}{C_\zeta} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (31)$$

(Siehe Abb. 7.)

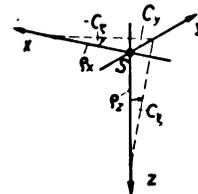


Abb. 7. Aus den Amplituden C_η, C_ξ und C_ζ ergeben sich die Radien ϱ_x und ϱ_z .

Die Lage der resultierenden Drehachse liegt in der $x-z$ -Ebene und geht durch die Endpunkte der Radien ϱ_x und ϱ_z (Abb. 8). Senkrecht zu ihr steht der resultierende Radius ϱ_i , dessen Größe sich aus der Beziehung

$$\varrho_i = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{C_\xi}{C_\eta}\right)^2 + \left(\frac{C_\zeta}{C_\eta}\right)^2}} \dots \dots \dots (32)$$

ergibt.

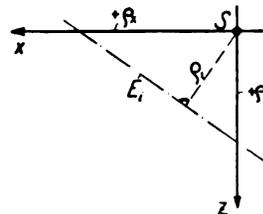


Abb. 8. Die Eigenachse E_i der antisymmetrischen Schwingungsform liegt vom Schwerpunkt S in einem Abstand ϱ_i und geht durch die Endpunkte von ϱ_x und ϱ_z (vgl. auch Abb. 7).

Für jede der beiden Schwingungsformen gibt es entsprechend den drei Eigenfrequenzen drei Achsen, um die reine Sinusschwingungen in Form von Pendelbewegungen erfolgen. Treten Eigenschwingungen gleichzeitig um mehrere Achsen auf, so schwingt das System in mehreren Frequenzen.

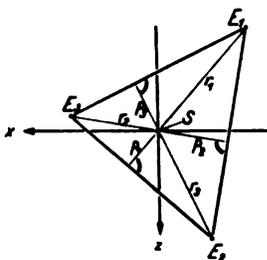
3. Beziehung der Eigenachsen untereinander.

a) Symmetrische Schwingungsform.

Die drei Eigenachsen der symmetrischen Schwingungsform stehen zueinander in einer bemerkenswerten Beziehung, die als Kontrollbedingung für die Berechnungen dienen kann:

Die punktförmigen Achsprojektionen stellen die Eckpunkte eines Dreiecks dar, in dessen Höhenschnittpunkt der

Abb. 9. Die drei Eigen-schwingungsachsen bilden ein Dreieck, in dessen Höhenschnittpunkt der Schwerpunkt liegt.



Massenschwerpunkt liegt (Abb. 9)¹⁾. Der Beweis für diese Behauptung kann folgendermaßen erbracht werden:

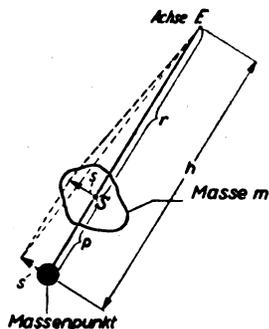
Bekanntlich läßt sich jede kleine Bewegung einer Scheibe, die aus einer Schiebung und einer Drehung besteht, durch eine reine Schiebung eines Massenpunktes, der sich vom Schwerpunkt in einem gewissen Abstand p befindet, ersetzen, wobei neben der Bedingung gleicher Trägheitskraft des Haupt- und Ersatzsystems auch die der gleichen Momente der Trägheitskräfte erfüllt sein muß. Letztere schreibt sich mit den Bezeichnungen der Abb. 10 folgendermaßen:

$$m(r+p) \cdot \ddot{s} = m(r^2 + i^2) \cdot \frac{\ddot{s}}{r}$$

Daraus ergibt sich der gesuchte Abstand p zu

$$p = \frac{i^2}{r} \dots \dots \dots (33)$$

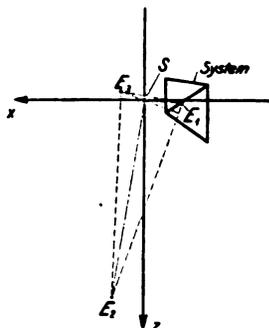
Abb. 10. Die schwingende Masse wird durch einen Massenpunkt im Abstand h vom Drehpunkt ersetzt. (Ersatz eines physikalischen Pendels durch ein mathematisches Pendel.)



Soll nun eine Pendelbewegung der Scheibe bzw. des sie ersetzenden Massenpunktes nur um eine von mehreren Achsen erfolgen, so müssen die anderen Achsen aus seiner Bewegungsbahn liegen, d. h. die Achsen müssen eine Gerade schneiden, die senkrecht zum Strahl h steht (Abb. 10).

Dasselbe gilt entsprechend auch für jede der anderen Achsen, woraus sich ergibt, daß die Verbindungslinien der Achsen die Seiten, und die Fahrstrahlen die Höhen eines Dreiecks bilden. Da der Scheibenschwerpunkt auf jedem der drei Strahlen liegt, so muß er sich in ihrem Schnittpunkt befinden. Ferner ergibt sich daraus auch, daß es in der Ebene nur drei Punkte geben kann, die so gelegen sind, daß bei einer Pendelung der Scheibe um einen von ihnen keine gleichzeitige Pendelung um die anderen beiden stattfindet. In Abb. 11 sind die Schwingungsachsen eines durchgerechneten Systems eingezeichnet.

Abb. 11. Das schwingungsfähige System, bestehend aus dem eingezeichneten Fachwerk und einer Masse (in Abbildung weggelassen), besitzt die 3 Eigenschwingungsachsen E_1, E_2 und E_3 . Die Schwingung um E_1 besitzt die höchste, die um E_2 die tiefste Eigenfrequenz.



¹⁾ Vgl. Rausch, »Berechnung von Maschinenfundamenten als elastisch gestützte schwingende Scheiben«; Der Bauingenieur 1930, Heft 13.

b) Antisymmetrische Schwingungsform.

Für die antisymmetrische Schwingungsform läßt sich eine so einfache Beziehung der Eigenachsen nicht angeben. Sie bilden ein in der Symmetrieebene liegendes Dreieck, in dessen Begrenzung sich der Schwerpunkt befinden muß. Die genaue Lage desselben kann auf einfache Weise rein geometrisch nicht gefunden werden.

Immerhin läßt sich zwischen einer Achse und dem Schnittpunkt der beiden anderen eine Beziehung finden: Die Drehung um eine Achse, z. B. E_i läßt sich wieder in ihre Komponenten zerlegen, für die getrennt der bereits unter 3a durchgeführte Ersatz der Masse durch einen im Abstand p von dem Schwerpunkt liegenden Massenpunkt wiederholt wird. Es ergibt sich ganz ähnlich

$$\left. \begin{aligned} p_{ix} &= \frac{i_z^2}{\varrho_{i\omega}} \\ p_{iz} &= \frac{i_x^2}{\varrho_{ix}} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (34)$$

Setzt man diese beiden Komponenten wieder zusammen, so erhält man im Endpunkt von p_i denjenigen Punkt, in dem der Massenpunkt liegen muß, um die gleiche Wirkung zu erzeugen wie die im Schwerpunkt befindliche Masse (Abb. 12). p_i und q_i fallen allgemein nicht in eine Gerade, sondern bilden einen von der Trägheitsellipse abhängigen, geknickten Linienzug.

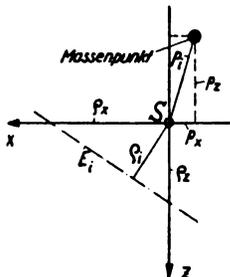


Abb. 12. Bei der antisymmetrischen Schwingungsform schwingt der ersetzende Massenpunkt senkrecht zur Symmetrieebene. p_i und q_i bilden einen geknickten Linienzug.

Da der Massenpunkt bei der Schwingung um die Achse E_i keine gleichzeitige Schwingung um die anderen beiden Achsen ausführt, so muß er in ihrem Schnittpunkt liegen. Die Beziehung der drei Eigenachsen läßt sich also so angeben, daß der Schnittpunkt von zwei Achsen mit dem Endpunkt von p_i zusammenfallen muß (Abb. 13).

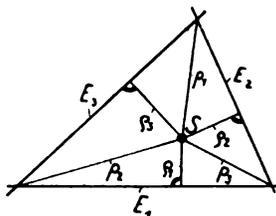


Abb. 13. Schwingungsdreieck der antisymmetrischen Schwingungsform. Die Seiten des Dreiecks werden durch die Eigenachsen gebildet.

IV. Zusammenfassung des Berechnungsganges.

Wird das elastische System durch ein Fachwerk gebildet, so ist als erstes die Berechnung der Stabkräfte und daraus der Verschiebungen notwendig. Demnach ist der Berechnungsgang folgender:

1. Ermittlung der Stabkräfte S_x, S_y, S_z usw. des Systems infolge von Einheitskräften P_x, P_y, P_z , die am Schwerpunkt angreifen und von Einheitsmomenten M_x, M_y, M_z .
2. Ermittlung der Verschiebungen δ_{ik} aus den Arbeitsgleichungen:

$$\delta_{ik} = \sum S_i \cdot S_k \cdot \frac{l}{E \cdot F}$$

3. Bestimmung der Masse m und der Trägheitsradien i_x, i_y und i_z .

4. Berechnung der Determinanten D_{ik} nach den Gleichungen (11) bis (16).
5. Berechnung der Koeffizienten a und b nach den Gleichungen (21) und (23).
6. Auflösung der bikubischen Gleichungen (20) und (22).
7. Ermittlung der Schwingungsformen durch Berechnung der Gleichungen (27) und (28).
8. Graphische Auftragung der Schwingungsachsen. Hierbei sind Abb. 6 und 7 und die Gleichungen (31) und (32) zu beachten.

V. Das doppelsymmetrische System.

Es kommt häufig vor, daß das System nicht nur in bezug auf die $x-z$ - sondern auch auf die $x-y$ -Ebene symmetrisch ausgebildet ist. In solchen Fällen vereinfacht sich die Berechnung der Eigenfrequenzen ganz beträchtlich, und es scheint daher von Vorteil zu sein, die wesentlich kürzeren Gleichungen hier noch anzugeben. Die Vereinfachung rührt daher, daß die Schwingungsform in x -Richtung und die Drehschwingung um die x -Achse unabhängig von den anderen Schwingungsformen werden und nur noch die $\eta-z$ - und die $y-\zeta$ -Schwingungen als Koppelschwingungen auftreten.

Die Eigenfrequenzen lassen sich hierbei in geschlossener Formel angeben:

$$\begin{aligned}
 m \cdot \lambda_x^2 &= \frac{1}{\delta_{zz}} \\
 i_y^2 \cdot m \cdot \lambda_y^2 &= \frac{\delta_{zz} + i_y^2 \cdot \delta_{\eta\eta} \pm \sqrt{(\delta_{zz} + i_y^2 \cdot \delta_{\eta\eta})^2 - 4 i_y^2 (\delta_{\eta\eta} \delta_{zz} - \delta_{\eta z}^2)}}{2 (\delta_{\eta\eta} \cdot \delta_{zz} - \delta_{\eta z}^2)} \\
 i_x^2 \cdot m \cdot \lambda_z^2 &= \frac{1}{\delta_{\zeta\zeta}} \\
 i_z^2 \cdot m \cdot \lambda_y^2 &= \frac{\delta_{yy} + i_z^2 \cdot \delta_{\zeta\zeta} \pm \sqrt{(\delta_{yy} + i_z^2 \cdot \delta_{\zeta\zeta})^2 - 4 i_z^2 (\delta_{yy} \delta_{\zeta\zeta} - \delta_{y\zeta}^2)}}{2 (\delta_{yy} \cdot \delta_{\zeta\zeta} - \delta_{y\zeta}^2)}
 \end{aligned} \tag{35}$$

Sämtliche Schwingungsachsen liegen hierbei auf der x -Achse, abgesehen von der x -Schwingung, die als reine Translationsschwingung auftritt und demnach ihre Achse im Unendlichen hat.

VI. Erzwungene Schwingungen.

1. Bezeichnung der vorkommenden Größen.

Zu den unter II, 1 angegebenen Bezeichnungen treten noch folgende hinzu:

- P [kg] Erregerkraft.
- P_i [kg] Der auf den Massenpunkt wirkende Kraftanteil.
- c_i [kg/cm] Rückstellkonstante der Pendelschwingung um E_i .
- ν [1/s] Erregerfrequenz.
- k_i [kg/cm] Dämpfungskonstante.
- β [cm] Schwingungsamplitude des Schwerpunktes.
- A [cm] Schwingungsamplitude des ersetzenden Massenpunktes.

2. Zurückführung des Schwingungssystems auf die Schwingung eines Massenpunktes.

In Abschnitt 3 ist der Ersatz der schwingenden Masse durch einen im Abstand p vom Schwerpunkt liegenden Massenpunkt angegeben worden (vgl. Abb. 10 und Gl. (33) und (34)). Durch die Lage dieses Punktes ist auch die Lage der Massenkraft und der entgegenwirkenden elastischen Kraft gegeben. Das verwickelte Schwingungssystem läßt sich also auf die Schwingung eines Massenpunktes mit einem Freiheitsgrad zurückführen (Abb. 14).

Man kann sich etwa vorstellen, daß der Massenpunkt mittels einer Feder, die senkrecht zu p steht, mit der Steifig-

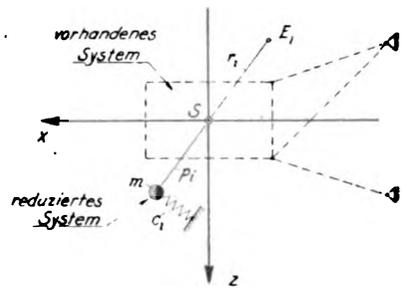


Abb. 14. Die Schwingung der Masse um die Eigenachse E_1 läßt sich auf die Schwingung eines Massenpunktes zurückführen. Die das System ersetzende Feder hat die Federkonstante c_i . Die Massenkraft wirkt in Richtung der Federachse, also \perp zu p_i .

keitskonstante c_i an einer festen Ebene angebracht ist. Die Konstante c_i läßt sich rückwärts aus der bereits bekannten Eigenfrequenz und der Masse bestimmen. Sie beträgt:

$$c_i = m \cdot \lambda_i^2 \dots \dots \dots (36)$$

3. Berechnung der Amplituden des reduzierten Systems bei gegebener Erregung und Dämpfung.

Wirkt auf das schwingungsfähige Gebilde (Abb. 1) eine beliebig im Raum orientierte Kraft P , so muß sie zwecks Berechnung der durch sie erzeugten Ausschläge erstmal in ihre Komponenten in und quer zur Symmetrieebene zerlegt werden. Durch die erstere werden nur symmetrische, durch die zweite nur antisymmetrische Schwingungen angefaßt.

a) Symmetrische Schwingungsform. Durch eine in der Symmetrieebene liegende Kraft werden Schwingungen um alle drei Eigenachsen erregt. Um die Schwingungen um jede Achse einzeln behandeln zu können, muß die Kraft so zerlegt werden, daß jede von ihren Komponenten nur die Schwingung um eine einzige Achse erregt. Da eine Kraft um eine Achse Schwingungen nur dann hervorrufen kann, wenn sie ein Moment in bezug auf diese besitzt, so hat die Zerlegung so zu geschehen, daß jede Komponente durch zwei Achsen hindurchgeht und nur auf die dritte ein Moment ausüben kann. Die Zerlegung einer beliebig gelegenen Kraft ist in Abb. 15 durchgeführt worden.

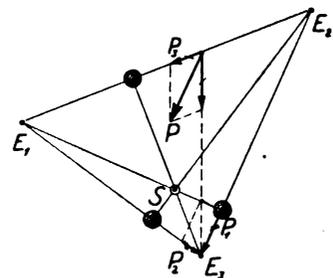


Abb. 15. Die beliebig gerichtete Erregerkraft P wird in drei Komponenten in Richtung der Verbindungslinien der 3 Eigenachsen zerlegt. Jede von ihnen erregt Schwingungen nur um die ihr zugeordnete, d. h. gegenüberliegende Achse und wirkt unmittelbar auf den ersetzenden Massenpunkt.

Durch P_1 wird z. B. nur die Schwingung um E_1 angefaßt, die sich dann mit den Schwingungen um E_2 und E_3 überlagert. Betrachtet man zunächst nur die eine Schwingungskomponente, so läßt sich mit der bereits angestellten Überlegung die Aufgabe auf die erzwungene Schwingung eines Massenpunktes unter Wirkung der Kraft P_i reduzieren. Die Amplitude des Massenpunktes beträgt nach der als bekannt vorauszusetzenden Formel

$$A_i = \frac{P_i}{\sqrt{(c_i - m \cdot \nu^2)^2 + k_i^2}} \dots \dots \dots (37)$$

worin k_i eine Dämpfungskonstante bei Annahme einer ausschlagproportionalen Dämpfung bedeutet.

b) Antisymmetrische Schwingungsform. Ganz ähnlich hat auch hier die Zerlegung der senkrecht zur Ebene gerichteten Kraft so zu erfolgen, daß jede Komponente ein Moment nur in bezug auf eine der Achsen besitzt, d. h. sie muß durch den Schnittpunkt der beiden anderen hindurchgehen. Dies kann stets erreicht werden, indem die Kraft auf die Eckpunkte des Achsdreiecks (Abb. 13) zerlegt wird. In den Eckpunkten befinden sich gleichzeitig die reduzierten Massenpunkte, so daß jede der Kraftkomponenten wiederum unmittelbar auf ihren Massenpunkt wirkt und ihn in Schwingungen versetzt. Die Berechnung der Amplitude geht ebenfalls nach Gl. (37) vor sich.

4. Die resultierende Schwingungsbewegung unter Wirkung einer erregenden Kraft P .

Die bei der Pendelung um E_i stattfindende Translationsbewegung des Schwerpunktes beträgt

$$\ddot{s}_i = A_i \dots \dots \dots (39)$$

Die endgültige Schwingung setzt sich aus den Pendelbewegungen um die drei Eigenachsen zusammen. (Es können selbstverständlich gleichzeitig auch beide Schwingungsformen auftreten, wobei zu den drei Pendelbewegungen in Symmetrieebene noch drei quer zu ihr hinzukommen.)

Da zwischen der Kraft und den einzelnen Schwingungen bestimmte Phasenverschiebungen vorhanden sind, geht die endgültige Schwingung nicht als Pendelung um eine neue Achse vor sich; es entsteht vielmehr eine »Nuddelbewegung«, bei welcher die jeweilige Bewegungsachse eine recht verwickelte periodische Bewegung ausführt, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll.

Wird in Gl. (37) irgendein Wert $c_i - m \cdot \nu^2 = 0$, tritt also für eine der Pendelschwingungen um eine Eigenachse Resonanz auf, so wächst die Amplitude der betreffenden Eigenachse gegenüber den anderen stark an und die Schwingung geht nahezu in eine Pendelbewegung um diese Eigenachse über.

VII. Zusammenfassung.

Vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit Schwingungsverhältnissen von räumlichen Maschinenfundamenten. Es

wird gezeigt, daß reine Dreh- bzw. Biegeschwingungen nicht auftreten können, vielmehr die Schwingungen stets als Pendelbewegungen um eine Achse stattfinden.

Entsprechend den 6 Freiheitsgraden: Schiebungen in x -, y -, z -Richtung und Drehungen ξ , η , ζ um die entsprechenden Koordinaten besitzt jedes räumliche System als schwingungsfähiges Gebilde 6 verschiedene Eigenfrequenzen λ_1 — λ_6 und 6 Schwingungsachsen die »Eigenachsen« E_1 — E_6 . Um jede von diesen Achsen ist eine Eigenschwingung mit der zugehörigen Frequenz möglich.

Infolge der in der Regel vorhandenen Symmetrie der Systeme (solche werden hier nur behandelt) spalten sich die Schwingungen in zwei Gruppen. Bei der ersten Gruppe der symmetrischen Schwingungsform (Koordinaten x , η , z ; Eigenfrequenzen λ_1 , λ_2 , λ_3) stehen die Achsen senkrecht zur Symmetrieebene, die Bewegungen setzen sich also aus den Schiebungen in x - und z -Richtung und aus einer Dehnung um die y -Achse zusammen. Bei der zweiten Gruppe, der antisymmetrischen Schwingungsform (Koordinaten ξ , y , ζ ; Eigenfrequenzen λ_4 , λ_5 , λ_6) liegen die Achsen in der Symmetrieebene, und die Bewegungen bestehen aus zwei Drehungen um die x - und z -Achsen und einer Schiebung in y -Richtung.

Bei erzwungenen Schwingungen ist wegen der Phasenverschiebung zwischen Kraft und den einzelnen Schwingungen eine feststehende Achse nicht vorhanden. Es treten »Nuddelbewegungen« auf.

Die Berechnung der Eigenfrequenzen und der Lage der Eigenachsen wird abgeleitet und ein Berechnungsgang für eine schematische zahlenmäßige Durchrechnung angegeben (Abschn. IV).

Jedes Schwingungssystem kann auf ein physikalisches Pendel bzw. auf die Schwingung eines Massenpunktes zurückgeführt werden.

Ganz besonders einfach gestaltet sich die Berechnung für doppelsymmetrische Systeme. Die Formeln dafür sind im Abschn. V zusammengestellt.

Die angegebene Berechnungsmethode kann mit gewisser Annäherung für Motorvorbauten von Flugzeugen angewandt werden.

st. Engin
Library
X

1934

LUFTFAHRT- FORSCHUNG

Mit Beiträgen der nachstehenden Institute:

Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, E.V., Berlin-Adlershof • Aerodynamische Versuchsanstalt beim Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung, Göttingen • Aerodynamisches Institut der Technischen Hochschule Aachen • Aerodynamisches Institut an der Technischen Hochschule Darmstadt • Institut für Aerodynamik und Flugtechnik der Technischen Hochschule Hannover • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Stuttgart • Forschungsinstitut für Kraftfahrwesen und Fahrzeugmotore an der Technischen Hochschule Stuttgart • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Berlin • Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug, Flugplatz Griesheim b. Darmstadt • Professor Dr.-Ing. Flügel u. a.

Herausgegeben von der
**Zentrale für technisch-wissenschaftliches Berichtswesen
über Luftfahrtforschung (ZWB)**



INHALT:

Die Blasenbildung bei der Wärmebehandlung vergütbarer Aluminiumlegierungen. Von Wolfgang Gatzek . . .	Seite 65
Über das Verhalten von Leichtmetallblechstreifen mit kreisrunden, randgebördelten Löchern bei Schubbeanspruchung. Von Karl Schüssler	Seite 74
Modellmessungen über die zweckmäßigste Ausbildung der Sitzausschnitte in offenen Flugzeugen	Seite 85
Berichtigung	Seite 92

VERLAG VON R. OLDENBOURG, MÜNCHEN-BERLIN

EINE WERTVOLLE ERGÄNZUNG
ZUR „LUFTFAHRT-FORSCHUNG“
STELLT DIE ZEITSCHRIFT

DEUTSCHE LUFTWACHT

AUSGABE: LUFTWISSEN

dar. Die Zeitschrift ist zu beziehen vom Verlag E. S. Mittler & Sohn, Berlin SW 68, vom Verlag R. Oldenbourg, München 1, sowie durch alle Buchhandlungen

PREIS DES JAHRGANGS

im Inland RM. 12.-

im Ausland RM. 18.-

Luftfahrt-Forschung

Jährlich erscheint ein Band (bestehend aus etwa 8 Heften) zum Preise von RM. 16.—. Bestellungen können bei jeder Buchhandlung oder beim Verlag aufgegeben werden.

Verlangen Sie die günstigen Bezugsbedingungen für die früher erschienenen Bände 1—10.

R. Oldenbourg · München 1 und Berlin

»L'AVION«

Organe Mensuel de l'Union des Pilotes Civils de France. 51, rue de Clichy, Paris 9^e, France. Peuvent recevoir la revue comme membre correspondant, les Pilotes Civils de toute nationalité. Pour l'année: abonnement 50 Francs français.

l'Aérophile

La revue d'aéronautique la plus ancienne du monde

Publication mensuelle

Les faits Les documents Les chiffres

publie le bulletin officiel de l'Aéro-Club de France et le bulletin officiel de l'Association des Anciens Elèves de l'Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique. Directeur-fondateur: Georges Besançon. Rédacteur en chef: Marcel Stani Ducout. Abonnement: un an 60 frs. Le numéro 6 frs. Rédaction: 6, rue Galilée, Paris. Editeur: Ed. Blondel la Rougery, 7, rue St. Lazare, Paris.

26.
Jahrgang



6 d.
Donnerstag

OFFIZIELLES ORGAN DES ROYAL AERO CLUB

Schöne Flugaufnahmen	Berichte
R. A. F.-Nachrichten	Beschreibung neuer Maschinen
Club-Berichte	Buchbesprechungen

Direktes Abonnement sichert Ihnen regelmäßige Zusendung der „Flight“. Vierteljährlich 8/9, halbjährlich 17/6, jährlich 35/—. Flight Offices, 36 Great Queen Street Kingsway London W.C.2.

»L'Aerotecnica«

Flugtechnische Zeitschrift, die Originalaufsätze der bekanntesten italienischen Fachleute, eine luftfahrttechnische Bibliographie, zahlreiche Buchbesprechungen und sonstige Aufsätze aus der italienischen und ausländischen Luftfahrt bringt. Jedes Heft enthält Zeichnungen, Skizzen, Lichtbilder und eine *English Appendix*. 12 Bände im Jahr. Bezugspreis für den Jahrgang:

Einzelhefte: Italien 10 lire, Ausland 20 lire. Jahresbezugspreis: Italien 60 lire, Ausland 120 lire.

Verlag: Rom (120), Via delle Coppelle N. 35. Schriftleitung: Pisa, R. Scuola d'Ingegneria. Notiziario Tecnico del Ministero di Aeronautica e Atti dell'Associazione Italiana di Aerotecnica.

flugwesen

Illustriertes Fachblatt für Flugtechnik und Luftfahrt. Nachrichtenblatt für das gesamte Segelflugwesen in der ČSR. Herausgegeben vom Verbands Deutscher Flieger in der ČSR. Schriftleiter Techn. Erich Kleinhans. Erscheint monatlich. Preis jährlich Kč 30.—, RM 3.50; Einzelnummer Kč 3.—, RM —.40. 14. Jahrgang 1934. Anschrift: Flugwesen, Prag I, Konvikts-gasse 22, Tschechoslowakei.

LUFTFAHRTFORSCHUNG

Band 11

18. August 1934

Nr. 3

Die Blasenbildung bei der Wärmebehandlung vergütbarer Aluminiumlegierungen.

Von Wolfgang Gatzek.

Bericht 33/06 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V., Berlin-Adlershof¹⁾.

Im Flugzeugbau wurde schon seit mehreren Jahren die Beobachtung gemacht, daß bei der Wärmebehandlung von vergütbaren Aluminiumlegierungen bisweilen an der Metalloberfläche Blasen auftreten. Diese Erscheinung wird als sehr störend empfunden. Bis jetzt ist es jedoch noch nicht gelungen, die Ursache dieser Blasenbildung einwandfrei festzustellen; auch ist kein Mittel bekannt, die Blasenbildung mit Sicherheit zu vermeiden. Die Arbeit stellt einen Beitrag zur Klärung der Frage der Blasenbildung bei der Wärmebehandlung vergütbarer Aluminiumlegierungen dar.

Gliederung.

- I. Blasenbildung an Leichtmetallblechen.
 1. Untersuchte Werkstoffe.
 2. Glühbehandlung im Salzbad.
 3. Glühbehandlung im Ofen.
 4. Gefüge der Legierungen.
- II. Entstehungsbedingungen der Blasenbildung.
 1. Versuche im Vakuum.
 - a) Vakuum allein.
 - b) Vakuum und Salzbad.
 - c) Vakuum und Stickstoff.
 - d) Vakuum und Wasserstoff.
 2. Bleche im Anlieferungszustand bei der Glühbehandlung im Wasserstoff, Wasserdampf, Stickstoff und Argon.
- III. Einfluß des Blechzustandes auf die Blasenbildung.
- IV. Temperatur- und Zeitabhängigkeit.
- V. Struktur der Legierungen nach der Glühung.
- VI. Zusammenfassung und Deutung der Versuchsergebnisse.
- VII. Schlußfolgerung für die Praxis.
- VIII. Schrifttum.

I. Blasenbildung an Leichtmetallblechen.

Über das Wesen und die Entstehung dieser Blasen ist im Schrifttum fast gar nichts bekannt [1]²⁾, trotzdem gerade die Frage der Blasenbildung bzw. des Gasgehaltes von jeher Gegenstand eingehender Untersuchungen gewesen ist [2]. Diese Berichte beschäftigen sich nämlich ausschließlich mit den schon im Metall vorhandenen Gasblasen, berücksichtigen jedoch nicht die Blasenbildung, wie sie bei einer späteren Weiterverarbeitung auftritt.

Um nun die Art der Blasen, wie sie bei der späteren Glühbehandlung auftritt, genau beobachten und untersuchen zu können, war es daher notwendig, zunächst Blasen an bis dahin fehlerfreien Werkstoffen zu erzeugen.

1. Untersuchte Werkstoffe.

Zur Gewinnung möglichst vieler Unterlagen wurden daher bei den später beschriebenen Arbeiten alle Leichtmetalllegierungen untersucht, die zur Zeit im Flugzeugbau Verwendung finden. Dabei kommen vor allem die dem Duralumin ähnlichen Mg-haltigen Legierungen sowie die Mg-freien, warmvergütbaren Aluminiumlegierungen in Frage. In Zahlentafel 1 ist die chemische Zusammensetzung der bei den Versuchen verwandten Legierungen wiedergegeben. Desgleichen sind auch in der letzten Spalte die Hersteller der einzelnen Werkstoffe mit Buchstaben bezeichnet. Das Material stand meist in Form von 0,5 bis 4,0 mm starken Blechen zur Verfügung. Doch wurden später auch Stangen, Rohre, verschiedene Profile, Luftschraubenstücke u. ä. m. untersucht.

¹⁾ Diese Untersuchung wurde in enger Zusammenarbeit mit dem Lehrstuhl für Metallkunde an der Technischen Hochschule Breslau (Prof. Dr. Sauerwald) durchgeführt. Als kurzer Vorbericht erschienen: P. Brenner, F. Sauerwald und W. Gatzek, Die Blasenbildung bei der Wärmebehandlung aushärtbarer Aluminiumlegierungen. Z. Metallk. Bd. 25 (1933) Nr. 4, S. 77/80.

²⁾ Das Schrifttum befindet sich am Ende dieser Arbeit.

2. Glühbehandlung im Salzbad.

Für diese Glühbehandlung wurde das in der Praxis gebräuchliche Salzbadgemisch einer Nitratschmelze (50 vH KNO_3 , 50 vH NaNO_3) verwandt. Die Heizung des Bades erfolgte durch Gas. Die Temperaturmessungen wurden mit einem von der Phys. Techn. Reichsanstalt geeichten Pt-PtRh-Thermoelement durchgeführt. Die Genauigkeit der Temperaturkonstanz betrug $\pm 5^\circ$.

Zahlentafel 1. Chemische Zusammensetzung der untersuchten Werkstoffe in vH.

Werkstoff Nr.	Mg	Cu	Si	Mn	Fe	Sb	Hersteller
1	0,54	3,89	0,36	0,84	0,34	—	A
2	0,49	4,10	0,28	0,33	0,30	—	
3	0,74	4,07	0,38	0,63	0,31	—	
4	1,07	3,63	0,58	1,12	0,22	—	
5	0,49	4,21	0,94	0,35	0,29	—	B
6	—	4,18	2,33	—	0,39	—	B
7	0,5	4,0	0,30	1,0	0,32	—	C
8	—	4,28	0,99	0,81	0,53	—	D
9	1,50	0,24	0,94	1,36	0,33	0,10	E
10	6,35	—	0,22	1,19	0,36	—	B
11	4,34	—	0,18	0,09	0,33	—	F
12	—	—	0,2	—	0,3	—	Rest Al B

Für die Glühversuche wurden die Bleche der einzelnen Legierungen in Streifen (200 × 30 mm) zerschnitten und an Drahtaken hängend in das Salzbad getaucht. Der Abstand zwischen den einzelnen Blechen betrug im Durchschnitt 5 mm, so daß ein gutes Umspülen des Salzades gewährleistet war. Die einzelnen Blechstreifen wurden bei allen Versuchen zur Beseitigung der Oxydhaut zur Hälfte blankgeschmirgelt.

Die Bleche der einzelnen Werke lagen in veredeltem, z. T. nachträglich kaltverformtem Zustande vor. Ein Teil davon wurde vor der Untersuchung 2 h lang bei 350° im elektrischen Ofen an der Luft geglüht, um etwaige Spannungen zu vermeiden, und dann im Ofen langsam abgekühlt. Da jedoch diese Bleche bei späteren Versuchen das gleiche Verhalten hinsichtlich der Blasengröße wie die im Anlieferungszustand verwendeten zeigten, wurde später eine Vorglühung unterlassen.

In der Praxis werden zum Veredeln Temperaturen von 500° bis 520° angewandt. Da jedoch die Vorversuche zeigten, daß bei diesen Temperaturen (s. w. u.) die Blasenbildung gering ist, wurden zu ihrem besseren Studium meist höhere

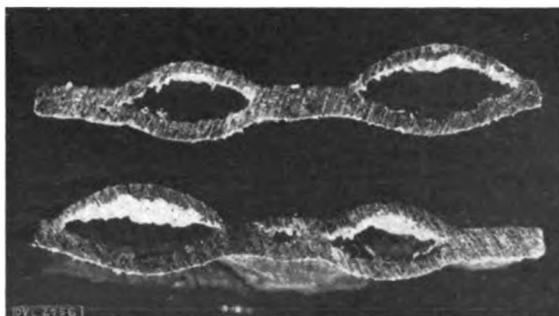


Abb. 1. Schnitt durch ein blasiges Blech der Leg. 3. Salzbad: 550° C; 5 h. $V = 1,3 \times$.

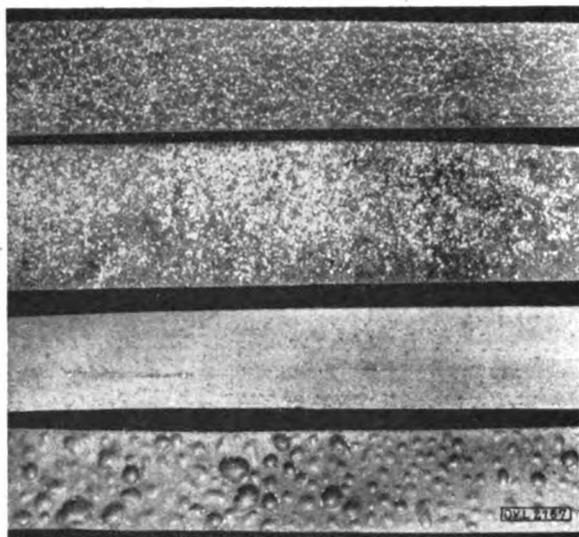


Abb. 2. Von oben nach unten: Leg. 5, 6, 6 und 2.

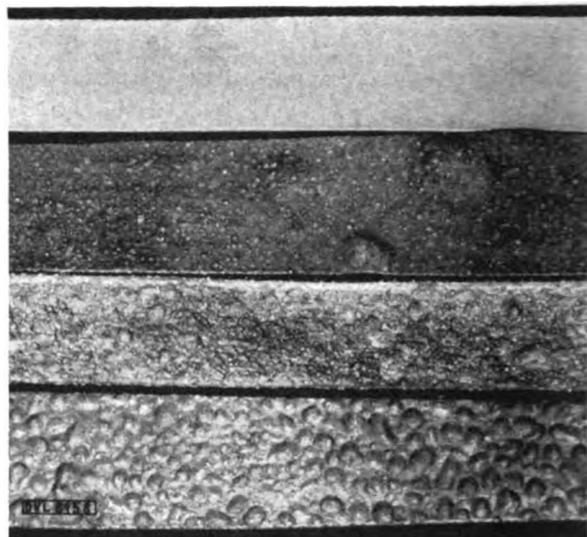


Abb. 3. Von oben nach unten: Leg. 9, 11, 10 und 3.

Abb. 2 und 3. Verschiedenes Verhalten der einzelnen Legierungen gegenüber der Glühbehandlung im Salzbad. Temp. 550°; Zeit: 5 h. $\frac{1}{2}$ nat. Größe.

Glühtemperaturen oder längere Glühzeiten gewählt. Dabei ergab sich, daß die günstigste Temperatur für die Blasenbildung bei und über 550° lag.

Bei dieser Art der Glühbehandlung traten im Salzbad nun sehr viele Blasen auf, die bisweilen einen Durchmesser von 10 bis 20 mm hatten. Ihre Erscheinungsform im Querschnitt der Bleche ist aus Abb. 1 zu ersehen. Das Blaseninnere hatte eine graublau bis goldbraune Färbung. Desgleichen wurde bei ihrem Aufbrechen des öfteren Geruch nach Karbid bzw. Kohlenwasserstoffen festgestellt. Jedoch zeigte sich, daß die einzelnen Legierungen sich bei der Glühbehandlung ganz verschieden verhielten (Abb. 2 u. 3).

Die Neigung zur Blasenbildung scheint, wenigstens bei Blechen, die aus dem gleichen Werke stammten, mit dem Magnesiumgehalt zu steigen. Dies wurde bei Legierung 1 und 3 vom Werke A immer wieder beobachtet (Abb. 4).

Allerdings dürfte die Blasenbildung hiervon allein nicht abhängen, denn die Legierungen 2 und 5 haben den gleichen Mg-Gehalt, aber eine ganz verschiedene Blasen-

bildung. Diese Legierungen unterscheiden sich vielleicht, wie noch später erwähnt, durch den Wasserstoffgehalt.

Daß die Blasen nicht nur an Blechen, sondern auch an anderen Werkstoffen derselben Legierung, wie z. B. Rundstangen, auftreten können, sieht man auf Abb. 5. Ein Unterschied ist hierbei nicht festzustellen. Die einzelnen Werkstücke erfordern nur entsprechend ihrer größeren Abmessungen längere Glühzeiten.

8. Glühbehandlung im Ofen.

Unter denselben Bedingungen wie im Salzbad wurden auch Versuche im elektrischen Ofen an Luft ausgeführt. Benutzt wurde ein elektrischer Ofen mit Pt-Wicklung. Die Temperatur konnte durch einen selbsttätigen Regler konstant gehalten werden und wurde mit einem Pt-PtRh-Thermoelement gemessen. Das Ofenrohr, in dem sich die Blechstreifen befanden, war lose mit einem Asbestpfropfen verschlossen, so daß die Luft ungehindert Zutritt hatte.



Abb. 4. Verhalten bei der Glühbehandlung im Salzbad. Links: Leg. 3 (0,74 vH Mg). Rechts: Leg. 1 (0,54 vH Mg). $V = 1,3$ m.

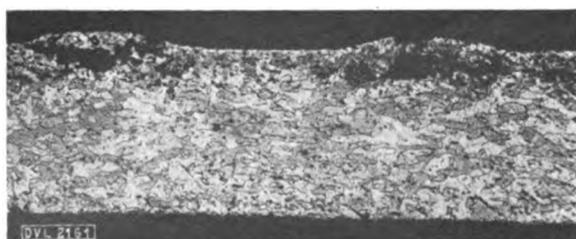


Abb. 6. Schliffbild von Leg. 2. Salzbad: 500°; Zeit: $\frac{1}{2}$ h. $V = 40 \times$ (geätzt).

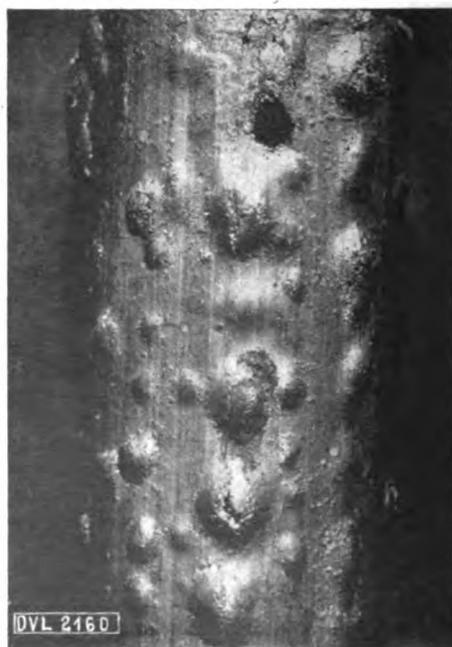


Abb. 5. Blasenbildung an einer Rundstange aus Leg. 3. Salzbad: 550°; 1 h.

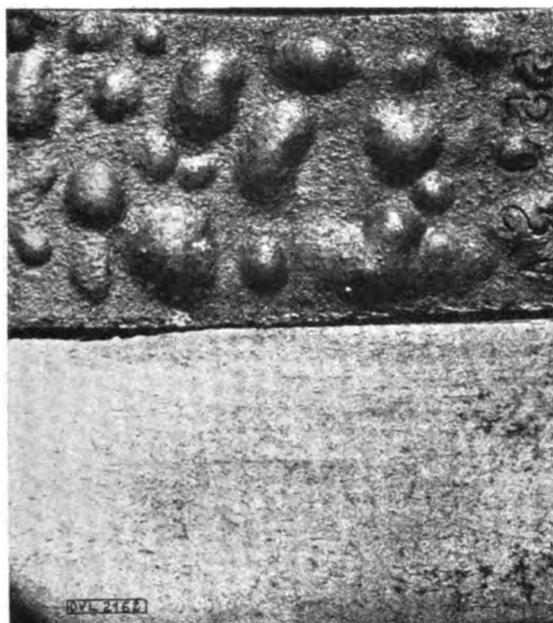


Abb. 7. Vergleich der Blasenbildung von Leg. 3 bei der Glühbehandlung im Ofen (unten) und im Salzbad (oben), nat. Größe. Salzbad: 550°; 1/2 h. Ofen: 580°; 5 h.

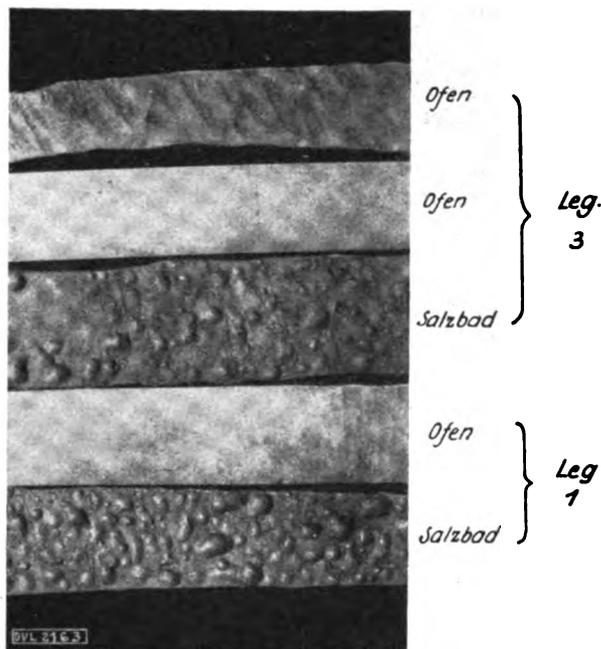


Abb. 8. Vergleich der Blasenbildung im Ofen und Salzbad, s. Abb. 7. 1/4 nat. Größe.

Bei der Glühbehandlung im Ofen zeigten die verschiedenen Legierungen dieselbe Reihenfolge in der Neigung zur Blasenbildung wie im Salzbad. Folgende Tatsache ist jedoch dabei sehr auffallend und dürfte namentlich für die Praxis erhöhte Bedeutung gewinnen. Zur Bildung von Blasen an Blechen im Ofen sind mindestens Temperaturen von 550° und fast 3mal solange Glühzeiten (bisweilen noch mehr) erforderlich. Da aber im Salzbad selbst bei 500° schon mit Blasenbildung gerechnet werden muß (Abb. 6), ist ersichtlich, daß der Glühung im Ofen in der Praxis erhöhte Bedeutung beizumessen ist.

Im Ofen kommt es daher hinsichtlich der Blasenbildung nicht so sehr darauf an, wenn einmal, wie es ja im Betriebe häufig der Fall ist, Temperaturschwankungen auftreten. Bei den in der Praxis üblichen Glühzeiten von durchschnittlich 1/2 h dürften aber bei einer Ofenglühung meines Erachtens in keinem Falle Blasen auftreten. Besonders aus Abb. 7 und 8 sieht man sehr deutlich, daß im Salzbad die Blasenbildung an den Blechen stark ausgebildet ist, während im Ofen bei 5 h Glühzeit und bei einer Temperatur von 580°, wie sie aber im Betriebe nie vorkommt, kaum eine Blasenbildung beobachtet werden konnte.

Um dieselbe Blasengröße, wie sie im Salzbad bei 550° in knapp 1/2 h, bisweilen sogar nach wenigen Minuten, auftrat, zu erreichen, mußten die Bleche im Ofen bisweilen 18 h und teilweise bei noch erheblich höheren Temperaturen geglüht werden.

4. Das Gefüge der Legierungen.

Die Herstellung der Schlibfbilder bietet bei Aluminiumlegierungen gegenüber anderen Metallegierungen insofern große Schwierigkeiten, als ihre Hauptbestandteile chemisch wenig beständig sind und manchmal schon beim Polieren stark angegriffen werden.

Zum Ätzen wurden diejenigen Mittel benutzt, welche Dix und Keith [3], die zur Zeit als die besten Kenner auf diesem Gebiete gelten, in ihren Tabellen angeben. Die verschiedenen Ätzmittel wurden zunächst an selbst gegossenen Legierungen erprobt und dann erst die vorliegenden Legierungen damit untersucht³⁾.

Bei der Herstellung von Schlibfbildern ist nur folgendes genau zu beachten:

³⁾ Infolge Raummangels konnten die umfangreichen Ätzbilder an dieser Stelle nicht wiedergegeben werden.

Die einzelnen Blechproben dürfen nur mit einer feinen Laubsäge ausgeschnitten werden, da durch andere Werkzeuge wie Scheren u. dgl. leicht die Blasen und Korngrenzen beschädigt werden können.

Das Abschmirlen muß auf Schmirgelpapier erfolgen, das zuvor mit Paraffin getränkt wurde, da sonst in dem Material schwer zu beseitigende Kratzer auftreten.

Beim Polieren ist darauf zu achten, daß die Tonerde mit Spiritus versetzt und öfter eine 20 vH wässrige Ammoniak-Alaun-Lösung hinzugefügt wird, um das Anlaufen der Schlibfe und die Entstehung eines Schleiers zu verhüten.

Bei der Kornflächenätzung hat sich folgendes Verfahren als sehr brauchbar erwiesen: Die ungeätzten Schlibfe werden mit einer wässrigen Lösung von 1 vH HF + 1,5 vH HCl + 2,5 vH HNO₃ 15 s lang geätzt, in heißem Wasser abgeschreckt und in der heißen Luft eines Föns getrocknet, da sonst der feine Niederschlag des Ätzmittels zerstört würde.

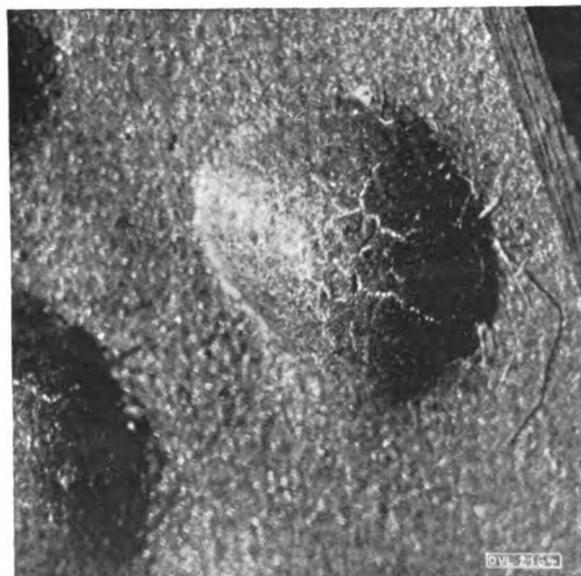


Abb. 9. Leg. 3; Aufplatzen der Blasenoberfläche bei der Glühbehandlung. Salzbad: 550°; 3 min. V = 20 X.

Nach dem zuletzt beschriebenen Verfahren wurden die meisten Schliffbilder hergestellt. Mit ihrer Hilfe kann man sehr gut das Auftreten der Blasen sowohl an der Blechoberfläche wie auch mitten im Material zwischen den einzelnen Korngrenzen verfolgen; desgleichen das Auftreten von Schmelze bzw. Eutektikum zwischen den Körnern. Auf die Struktur der Legierungen nach der Glühbehandlung soll jedoch erst später eingegangen werden.

Die Schliffbilder boten ferner noch die Möglichkeit, einwandfrei festzustellen, daß es sich bei den Blasen nicht um Dopplungserscheinungen oder Schlackeneinschlüsse handelt, sondern um das Auftreten einer gasförmigen Verbindung.

Da aber auch bei den kleinsten Blasen, wie aus Abb. 9 hervorgeht, die Oberfläche Risse hatte und daher dem Gas die Möglichkeit bot, noch vor seiner analytischen Untersuchung zu entweichen, kann man unschwer erkennen, welche Bedeutung in vorliegender Arbeit der metallographischen Untersuchung zukommt.

II. Entstehungsbedingungen der Blasenbildung.

Vergleicht man nun die bisherigen Ergebnisse der Glühversuche im Salzbad mit denen im elektrischen Ofen, so fällt unwillkürlich auf, daß das Salzbad die Blasenbildung unverhältnismäßig mehr fördert als der Ofen. Dies läßt vermuten, daß die Blasenbildung von äußeren Einflüssen abhängig ist.

Um diese Annahme näher zu prüfen, erschien es gegeben, die Glühversuche in einem Medium auszuführen, in dem keinerlei äußere Einflüsse wirksam sein konnten. Hierfür kam zunächst das Hochvakuum in Frage.

1. Versuche im Vakuum.

Die Glühversuche wurden in der Weise ausgeführt, daß die Proben zunächst in einem Quarzrohr luftdicht verschlossen wurden. Dieses Quarzrohr stand mit einer Ölpumpe (System Pfeiffer) und einer Hg-Dampfpumpe in Verbindung, mit deren Hilfe ein Vakuum von 10^{-3} bis 10^{-4} mm Hg erzielt werden konnte. Das Quarzrohr selbst wurde dann in einen Ofen mit Cekas-Drahtwicklung eingeführt, der Glühversuche bis 630° gestattete.

Nach Beendigung eines jeden Versuches wurden die Proben entweder aus dem Quarzrohr herausgenommen und in Wasser abgeschreckt oder im Quarzrohr selbst in Wasser getaucht. Irgendein besonderer Unterschied wurde hierbei nicht festgestellt. Das Abschrecken im Quarzrohr hatte, wie noch später gezeigt wird, jedoch den Vorzug, daß z. B. bei Wasserstoffglühungen nachher im Rohre deutlicher NH_3 -Geruch festgestellt werden konnte, während dies beim direkten Abschrecken der Proben in Wasser nicht mehr möglich war.

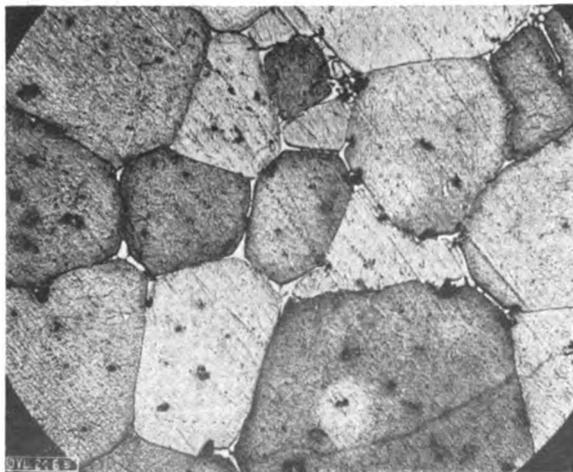


Abb. 10. Gefüge von Leg. 2 mit Schmelzerscheinung zwischen den Korngrenzen. Vakuum: 580° ; 5 h; Abgeschr., geätzt; $V = 140 \times$.

a) Glühungen im Vakuum allein.

Die Bleche wurden in der eben geschilderten Weise im Vakuum dieselbe Zeit hindurch geglüht, wie bei den früheren Versuchen im Salzbad und Ofen. Hierbei wurden die Proben teilweise zuerst langsam im Ofen auf die gewünschte Temperatur gebracht und dann eine gewisse Zeit lang geglüht oder das Quarzrohr wurde in den schon auf der gewünschten Temperatur befindlichen Ofen hineingebracht.

Im letzteren Falle konnte man an der Hg-Säule genau sehen, wie das Vakuum stark zurückging, um erst nach einiger Zeit seinen ursprünglichen Stand wieder zu erreichen. Dieser Vorgang berechtigt zur Annahme, daß irgendein Gas freigegeben war.

Zu diesen Versuchen wurden hauptsächlich Bleche der Legierung 2 und 3 herangezogen, die von allen früher erwähnten Legierungen am meisten zur Blasenbildung neigten.

Trotz langer Glühzeiten und teilweise sehr hoher Glühtemperaturen (bisweilen 625°) zeigten die Hochvakuumversuche das überraschende Ergebnis, daß nicht eine einzige Blasenbildung aufgetreten war; selbst im Schliffbild bei starker Vergrößerung konnte keine Blase nachgewiesen werden. Das Gefüge an sich unterschied sich durch nichts von den früheren Versuchen (s. Abb. 10).

b) Glühungen im Vakuum und Salzbad.

Bei den Glühversuchen im Vakuum waren die Bleche blasenfrei geblieben. Dabei wurde, wie oben erwähnt, die Beobachtung einer Gasabgabe gemacht. Um nun festzustellen, ob durch diesen Gasverlust die Blasenbildung tatsächlich vermieden werden kann, wurden die im Vakuum behandelten Proben der Glühung im Salzbad unterworfen, und zwar in der Weise, daß ein Teil im abgeschreckten Zustande, ein anderer Teil direkt aus der Vakuumglühung dem Salzbad zugeführt wurde.

Bei der Glühbehandlung im Salzbad unterblieb die Blasenbildung vollständig, trotzdem über $\frac{1}{2}$ h bei 580° geglüht wurde. Ein zur Kontrolle eingetauchter Blechstreifen derselben Legierung im Anlieferungszustand war dagegen schon nach 1 min ganz mit Blasen überdeckt (Abb. 11).

Aus diesen Versuchen geht deutlich hervor, daß durch die Vakuumbehandlung ein Stoff entfernt worden sein muß, der zur Blasenbildung unbedingt erforderlich ist.

c) Glühungen im Vakuum und Stickstoff.

Unter den eben geschilderten Bedingungen wurden einige Versuche auch mit nachfolgender Glühung im Stickstoffstrom ausgeführt. Hierzu wurden die Bleche zuerst einige Stunden im Vakuum geglüht; darauf wurde die Zuleitung zum Quarzrohr, die mit der Öl- und Hg-Pumpe in Verbindung stand, mit Hilfe eines Dreiwegehahnes geschlossen und durch diesen Hahn Stickstoff den Proben zugeleitet. Der Stickstoff selbst entstammte einer Bombe

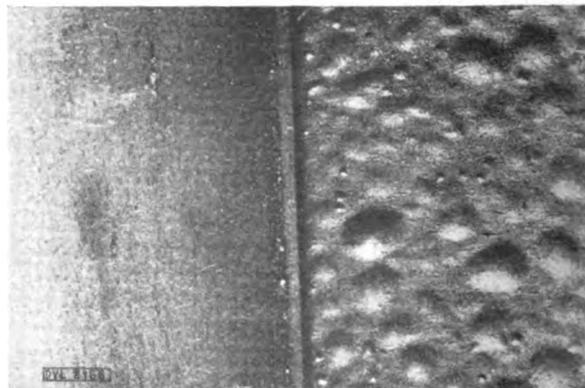


Abb. 11. Glühversuch mit Leg. 3. Links: Vakuum: 550° ; 4 h; anschließend Salzbad: 580° ; 1 h. Rechts: Blech im Anlieferungszustand; Salzbad: 580° . Blasenbildung nach $\frac{1}{2}$ Min.

und wurde durch Vorschalten von 2 Waschflaschen mit Pyrogallol und H_2SO_4 gereinigt.

Die Versuche zeitigten das gleiche Ergebnis wie die oben beschriebene Vakuum-Salzbad-Behandlung. Es war nicht eine einzige Blase festzustellen.

d) Glühungen im Vakuum und Wasserstoff.

Die eben beschriebenen Vakuumversuche zeigen wohl ohne weiteres, daß die Blasenbildung durch das Fehlen eines bestimmten Stoffes vermieden werden kann.

Es mußte nun also versucht werden, festzustellen, welcher Stoff hierfür in Frage kommen konnte. Bei der Behandlung der Frage »Gase in Metallen« findet man im Schrifttum [4] am häufigsten den Hinweis auf den Wasserstoff, der zu den meisten Beanstandungen Veranlassung gibt.

Sein Verhalten gegenüber Aluminium ist des öfteren untersucht worden, und wenn auch die einzelnen Ergebnisse mitunter stark schwanken, so kann man doch allgemein wohl sagen, daß die Löslichkeit von Wasserstoff in Aluminium sehr groß ist. Selbst Dumas hatte schon 1880 darauf hingewiesen, daß das Aluminium fast sein gleiches Volumen an Wasserstoff gelöst haben kann, den es aber beim Erhitzen in Vakuum wieder abgibt.

Um nun den Einfluß des Wasserstoffes auf die hier untersuchten Legierungen zu ermitteln, wurden Vakuumversuche mit anschließendem Glühen im Wasserstoffstrom vorgenommen. Die Versuche selbst wurden in der gleichen Weise ausgeführt wie bei dem oben beschriebenen Vakuum-Stickstoff-Versuch.

Die Vakuum-Wasserstoffglühungen zeitigten drei wichtige Ergebnisse:

1. Bei der Wasserstoffglühung der im Vakuum vorbehandelten Proben traten auf den Blechen Blasen auf (Abb. 12).
2. Die Blasen waren jedoch nur an den blankgeschmirgelten Stellen sichtbar (Abb. 12).
3. Wurden die Proben nicht selbst, sondern im Quarzrohr, in dem sie sich befanden (s. o. S. VI 46), in Wasser abgeschreckt, so machte sich nach dem Öffnen des Rohres ein deutlicher Geruch nach NH_3 bemerkbar.

Auf eine Deutung dieser Ergebnisse soll an dieser Stelle noch nicht näher eingegangen werden.

2. Bleche im Anlieferungszustand bei der Glühbehandlung im Wasserstoff, Wasserdampf, Stickstoff und Argon.

Zum Schluß wurde noch der Einfluß der eben besprochenen Medien auf die Bleche im Anlieferungszustand untersucht. Die Glühungen wurden, wie schon früher beschrieben, im elektrischen Ofen vorgenommen. Untersucht

Zahlentafel 2. Verhalten der Legierungen 2 und 3 in verschiedenen Umgebungen.

Vers.-Reihe	Abb.	Umgebung	Oberfläche		Bemerkungen
			angeliefert	geschmirgelt	
1	1 bis 6	Nitrat-schmelze	Blasen	Blasen	sehr stark
2	7 u. 8	Luft	»	»	wenig stark
3	16	H_2 (über Cu gereinigt)	»	etwas schwächer	im ganzen
4	14 u. 15	N_2 (jedenfalls etwas O_2 -haltig)	keine Blasen	Blasen	zieml. stark
5	—	H_2O -Dampf	Blasen	»	»
6	—	Argon	keine Bl.	keine Bl.	590°
7	10	Hochvakuum	»	»	—
8	11	Vakuum + Salzbad	»	»	—
9	12 u. 13	Vakuum + H_2	»	Blasen	—
10	—	Vakuum + N_2	»	keine Bl.	—

Glühtemperatur $\sim 550^\circ C$, Glühzeit ~ 3 h.
(Näheres bei den Bildern.)

wurde dabei der Einfluß von Wasserstoff, Wasserdampf, Stickstoff und Argon. Wasserstoff, Stickstoff und Argon wurden aus einer Bombe entnommen und wie üblich gereinigt. Der Wasserdampf wurde in einer Kochflasche über dem Bunsenbrenner erzeugt und dann über die Bleche im Ofen geleitet.

Wasserdampf, Stickstoff und Wasserstoff ergaben Blasen. Bei den Glühungen im Wasserdampf und Wasserstoff waren die Blasen über das ganze Blech verstreut, während sie jedoch bei der Stickstoffglühung nur an den blankgeschmirgelten Blechstellen auftraten. Diese blankgeschmirgelte Oberfläche scheint die Blasenbildung zu erleichtern. Bei den Glühversuchen im Argon traten jedoch keine Blasen auf.

Die Ergebnisse der Wasserstoff- und Stickstoffglühungen sind in Abb. 14 bis 17 festgehalten. Die Blasen und das Gefüge unterscheiden sich in keiner Weise von den im Salzbad aufgetretenen⁴⁾.

Alle geschilderten Versuche mit ihren Ergebnissen sind in Zahlentafel 2 zusammengestellt und geben so neben den Lichtbildern wohl am besten das Verhalten der einzelnen Legierungen in verschiedenen Umgebungen wieder.

⁴⁾ Technisches Aluminium zeigt nur eine sehr geringe Blasenbildung, s. Abb. 17.

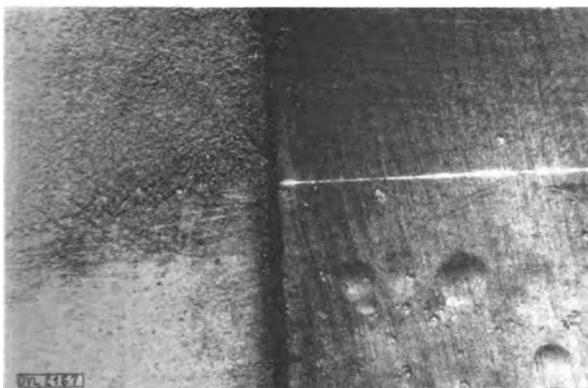


Abb. 12. Glühversuch mit Leg. 3. Vorglühung im Vakuum 4 h bei 550° , anschließend: ein Blech im Salzbad 1 h bei 580° (links); ein Blech im Wasserstoffstrom 1 h bei 550° (rechts); oberer Teil im Anlieferungszustand gegläht, unterer vorher geschmirgelt). $V = 1,3 \times$.

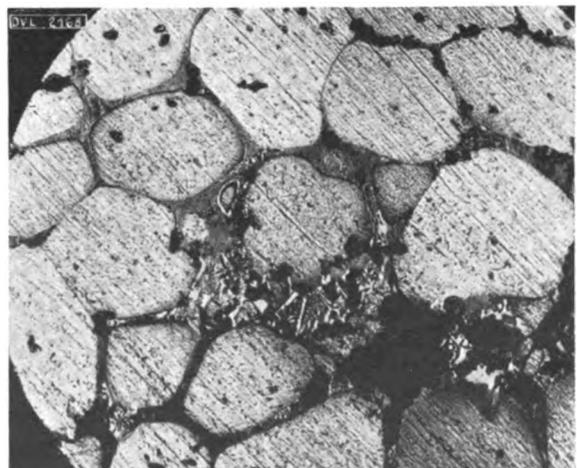


Abb. 13. Leg. 3. Vakuum-Wasserstoffbehandlung s. Abb. 12. Blase und Schmelzerscheinungen zwischen den Korngrenzen. $V = 140 \times$ (geätzt).

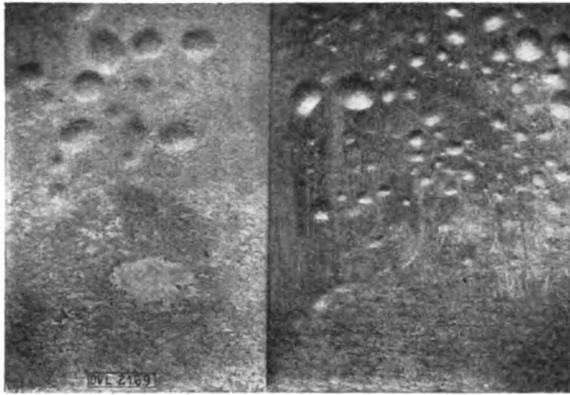


Abb. 14. Glühversuch mit Leg. 3 im Stickstoffstrom. Einfluß der Oxydhaut auf die Blasenbildung. Oben: blankgeschmigtelt. Unten: Anlieferungszustand. $V = \frac{1}{3} \times$.

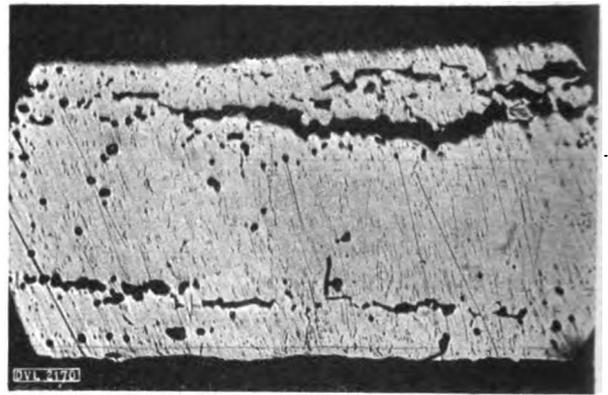


Abb. 15. Ungeätzter Schliff von Leg. 3 aus Abb. 14. $V \approx 35 \times$.

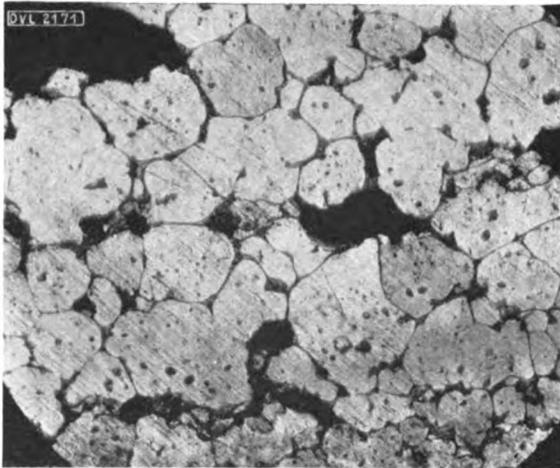


Abb. 16. Schliffbild von Leg. 4. Glühbehandlung: Wasserstoffstrom 550°; 3 h; abgeschr. Blasen und Schmelzercheinungen zwischen den Korngrenzen. $V = 80 \times$ (geätzt).

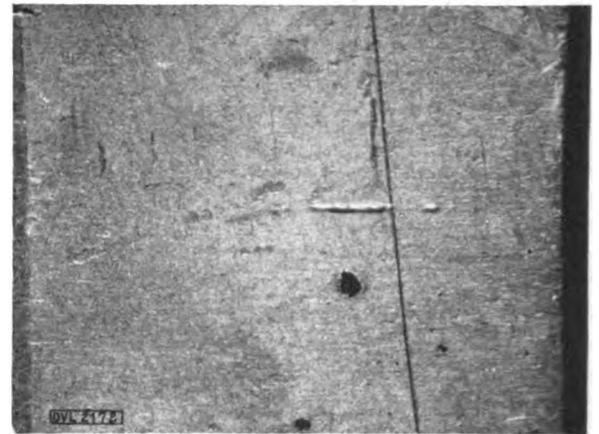


Abb. 17. Reinaluminium, Leg. 12, beim Glühen in Wasserstoffstrom 550°; 3 h. Geringe Blasenbildung an der Blechoberfläche. Nat. Größe.

III. Einfluß des Blechzustandes auf die Blasenbildung.

Im letzten Abschnitt war bereits darauf hingewiesen worden, daß ein Blankschmigteln der Blechstreifen die Blasenbildung unter Umständen erleichtert. Eine wesentliche Förderung der Blasenbildung erfolgte ferner durch Reckung. Mit ihrer Hilfe gelang es z. B., an Legierung 6 und 7, bei der früher kaum eine Blasenbildung eingetreten war, eine solche hervorzurufen. Diese Blasenbildung tritt nur längs zur Walzrichtung auf. Diese Erscheinung wurde bei allen Reckversuchen immer wieder beobachtet und dürfte vor allem deswegen von großem Nachteil sein, weil durch sie die einzelnen Korngrenzen fortlaufend aufgerissen werden, ohne daß dies äußerlich in Erscheinung zu treten braucht (s. Abb. 19).

Sehr gut läßt sich auch der Einfluß der Reckung an konisch verlaufenden Blechstreifen beobachten (Abb. 20). An der engsten Stelle, wo naturgemäß die größte Reck-



Walzrichtung ↑ ← Walzrichtung

Abb. 18. Leg. 57 im Salzbad; 550°; 5 h. Erst durch 8 vH Recken wurde Blasenbildung hervorgerufen, die sonst im Anlieferungszustand nicht zu beobachten war. Die Blasen treten nur in der durch Pfeile gekennzeichneten Walzrichtung auf. $V = \frac{1}{3} \times$.

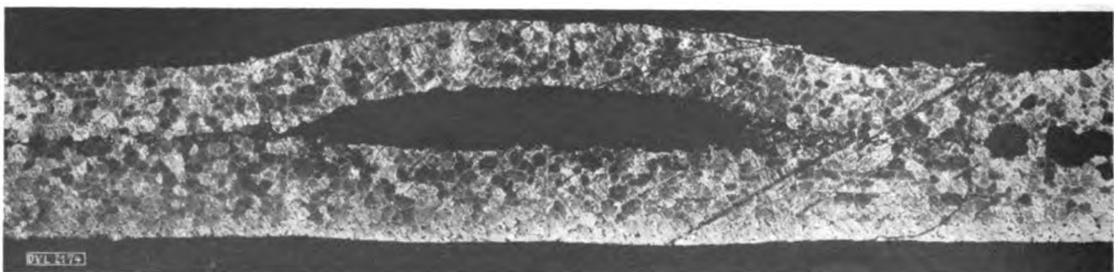


Abb. 19. Blasenverlauf durch einen quer zur Walzrichtung, um 4 vH gereckten Blechstreifen von Leg. 6. Glühbehandlung: Salzbad; 550°; $\frac{1}{2}$ h. $V = 10 \times$ (geätzt).

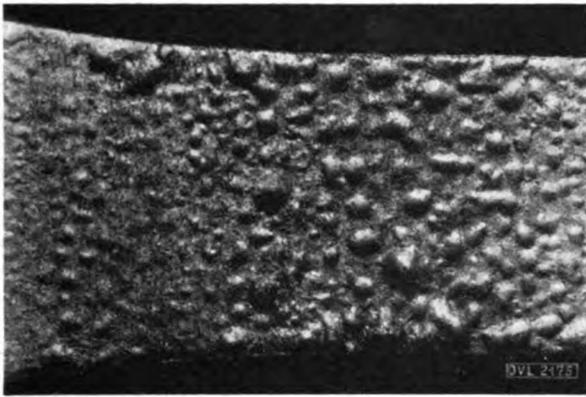


Abb. 20. 6VH gereckter, konischer Stab aus Leg. 3 nach Glühbehandlung im Salzbad. Temp.: 550°; Zeit 1/4 h. Geringe Blasenbildung im weniger beanspruchten Teil (links); starke Blasenbildung an der am stärksten gereckten Stelle (rechts). $V = 1/2 \times$.

beanspruchung auftrat, war das Blech bei der nachfolgenden Glühbehandlung ganz mit Blasen überzogen, während die weniger beanspruchten Stellen nur eine geringe Blasenbildung zeigten.

Auf die eben geschilderten Vorgänge dürfte sich auch folgende Beobachtung in der Praxis beziehen, daß nämlich Bleche, die später durch Kaltwalzen stark verformt wurden, bei der anschließenden Wärmebehandlung ganz besonders stark zur Blasenbildung neigten.

IV. Temperatur- und Zeitabhängigkeit.

Die Abhängigkeit von der Temperatur und der Zeit richtet sich bei der Blasenbildung naturgemäß nach den Abmessungen der einzelnen Werkstoffe. Faßt man nur die »Bleche« ins Auge, so kann man allgemein sagen, daß die Blasenbildung z. B. bei den durchschnittlichen Blechstärken von 1 mm ziemlich gleich ist.

Eingehend untersucht wurde die eben erwähnte Abhängigkeit im Salzbad bei den verschiedenen Temperaturen. Das Salzbad gestattet nämlich infolge seiner beträchtlichen Durchsichtigkeit sehr gut, den Verlauf der Blasenbildung zu verfolgen.

Bei 500°, der in der Praxis gebräuchlichsten Glüh-temperatur, war die Bildungsgeschwindigkeit der Blasen gering. Hier waren manchmal 1 bis 3 h bis zum Erscheinen der ersten Blasen erforderlich. Anders war es jedoch, wenn die Bleche vorher im Anlieferungszustand gereckt wurden. Dann konnte bisweilen bei 500° schon nach 20 min Blasenbildung beobachtet werden. Je höher die Temperaturen gewählt wurden, um so schneller traten Blasen auf. Die günstigste Temperatur für die Bildungsgeschwindigkeit der Blasen war, wie schon früher erwähnt, 550°. Bei geeigneten Legierungen konnte dann schon innerhalb 10 s das Auftreten von Blasen beobachtet werden. Nach ungefähr 1/2 h hatten die Blasen meist ihre größte Abmessung erreicht, so daß eine längere Glühdauer auf ihre Größe keinen Einfluß mehr hatte. Die Temperaturabhängigkeit der Blasenbildung innerhalb 1/2 h für Legierung 3 ist auf Abb. 21 zu sehen.

Zusammenfassend kann man also sagen, daß die Blasenbildung eine Funktion der Zeit und der Temperatur ist.

V. Struktur der Legierungen nach der Glühung.

Da zur besseren Beobachtung und Untersuchung der Blasen meist höhere Temperaturen oder längere Zeiten angewandt wurden, als sie bei der technischen Wärmebehandlung aufzutreten pflegen, ist es nicht verwunderlich, daß man bei den Glühversuchen teilweise direkt in das heterogene Gebiet des Systems der Hauptkomponenten mit Schmelze gelangt oder zumindest in das Temperaturgebiet des Aufschmelzens des Polyeutektikums.

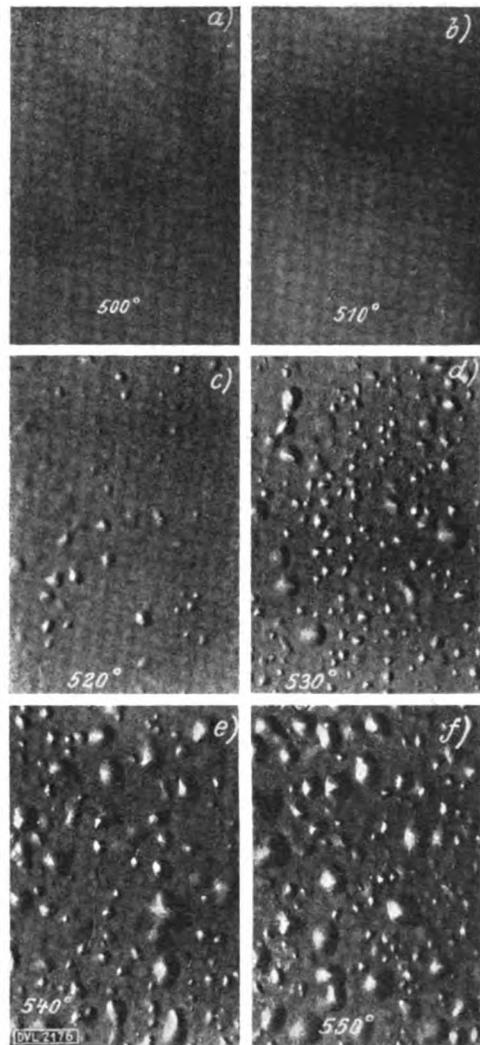


Abb. 21a bis 21f. Temperaturabhängigkeit der Blasenbildung. Leg. 3.; Glühdauer: 1/2 h. Salzbad. $V = 1/2 \times$.

Man kann daher nach der Glühbehandlung und dem Abschrecken das Auftreten von Eutektikum feststellen. Ganz besonders gut sieht man z. B. das Eutektikum auf Abb. 22 und 23. Die Blasenbildung tritt außerdem bevorzugt an den Stellen mit Eutektikum auf (Abb. 13). Die Bildung des Eutektikums jedoch erfolgt wohl später als die Blasenbildung. Auf Abb. 24 sieht man z. B. schon bedeutende Blasenbildung, dagegen noch keine Schmelzerscheinungen zwischen den Korngrenzen. Längere Glühzeiten weisen jedoch, wie dies aus den meisten Bildern hervorgeht, die oben beschriebenen Erscheinungen auf.

Die Bildung von Eutektikum bzw. Schmelzerscheinungen ist naturgemäß nach dem Abschrecken in stärkerem Maße zu beobachten als nach langsamer Abkühlung. Erwähnt sei noch, daß diese Erscheinungen bei der Wärmebehandlung auch in den Glühmitteln auftreten, in denen eine Blasenbildung unterbleibt.

Eine genaue Aussage über die Zusammensetzung der auftretenden Schmelze kann nicht gemacht werden, da es sich vorwiegend um Mehrstoffsysteme [6] handelt, deren Aufbau bisher noch nicht bekannt ist⁵⁾. Durch wiederholtes Ätzen ein und desselben Schliffes mit verschiedenen Ätzmitteln kann man jedoch sagen, daß an der Schmelze neben Mg_2Si hauptsächlich die Verbindungen $CuAl_2$ und Al_3Mg_2 beteiligt sind.

⁵⁾ Festgestellt werden kann eine Vermehrung der Schmelze mit Zunahme der Legierungselemente.

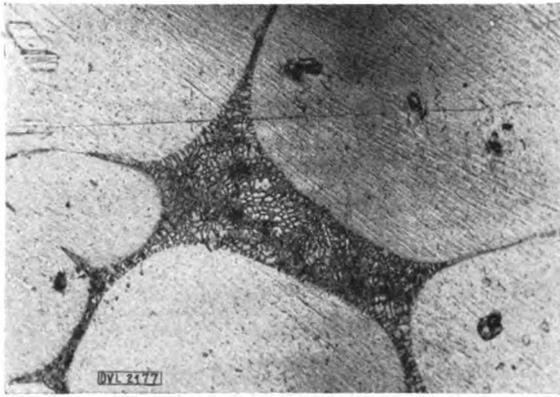


Abb. 22. Schliffbild von Leg. 2. Auftreten von Eutektikum zwischen den Korngrenzen. $V = 140 \times$ (geätzt).



Abb. 23. Eutektikum zwischen den Korngrenzen. Leg. 5; Vakuum: 550° ; 3 h; abgeschr. $V \approx 350 \times$ (geätzt).

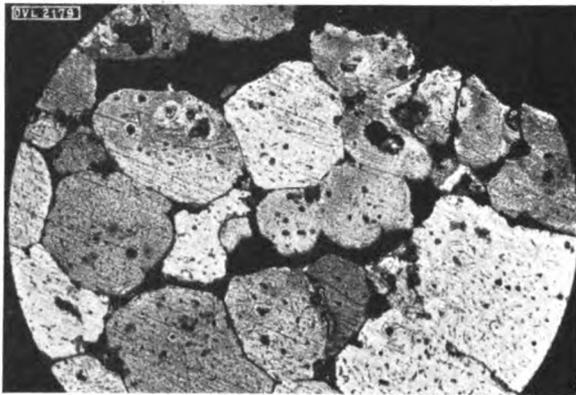


Abb. 24. Glühbehandlung im Salzbad: 550° ; $\frac{1}{2}$ h. Blasenbildung zwischen den Korngrenzen. $V \approx 120 \times$ (geätzt).

VI. Zusammenfassung und Deutung der Versuchsergebnisse.

Die vorliegende Arbeit soll einen Beitrag zur Frage der Blasenbildung bei der Wärmebehandlung vergütbarer Aluminiumlegierungen darstellen. Für den verwickelten Vorgang der untersuchten Erscheinungen auf Grund der mitgeteilten Tatsachen ist es jedoch kaum möglich, eine zwingende und in jeder Beziehung befriedigende Deutung zu geben. Zusammenfassend kann man jedoch über das Ergebnis der Glühversuche in den verschiedenen Medien folgendes sagen:

1. Ohne Einwirkung der äußeren Umgebung kommt eine Blasenbildung nicht zustande.
2. Es müssen aber in den Legierungen auch Stoffe vorhanden sein, die zum Zustandekommen der Erscheinung unbedingt notwendig sind.

Als Belege hierfür sind die Versuche im Vakuum und Argon anzusehen. Der Glühversuch im Argon, wo keine Einwirkung von außen möglich war, hat keine Blasenbildung ergeben. Desgleichen traten im Salzbad keine Blasen auf, wenn das Blech vorher im Hochvakuum, wobei sicher eine Entgasung stattgefunden hat, ausgeglüht worden war.

Ich halte folgende, dies weiter ausführende Auffassung für möglich:

Die Aluminiumlegierungen halten mehr oder weniger Wasserstoff gelöst [7]. Und zwar ist dieser Wasserstoff schon vom Beginn der Herstellung an im Rohaluminium. Es werden nämlich, wie dies näher in einer neueren Arbeit von Braun [8] ausgeführt wird, sowohl bei der Reduktion von Tonerde zu Aluminium als auch beim späteren Umschmelzen im Gießereibetriebe weit größere Mengen von Wasserstoff gelöst, als man allgemein annimmt. Der Wasserstoff rührt von etwa vorhandener Feuchtigkeit, wie sie im

Ofenmaterial manchmal anzutreffen ist, her, die elektrolitisch und durch die Einwirkung des heißen Metalls zersetzt wird. Der sich entwickelnde atomare Wasserstoff wird nun von dem ebenfalls in statu nascendi befindlichen Aluminium energisch gelöst. Die über der Schmelze befindliche Schlackendecke begünstigt noch diesen Vorgang. Bei der Erstarrung des Metalls wird nun ein Teil des gelösten Gases ausgeschieden, ein anderer Teil bleibt jedoch im Werkstoff zurück.

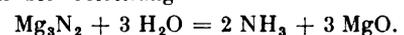
Die in vorliegender Arbeit untersuchten Legierungen haben außerdem als Beimengungen Silizium, Stickstoff, Phosphor usw. Diese haben aber insbesondere in Gestalt der betreffenden Metallverbindung die Tendenz, ihre Wasserstoffverbindungen zu bilden. Dies wird besonders leicht dann der Fall sein, wenn durch ein äußeres oxydierendes Agens eine Depolarisation der entstehenden metallischen Bestandteile der zerfallenden Metallstickstoff- usw. Verbindungen eintritt.

Die bei hoher Temperatur aus dem Wasserstoff und den genannten Metallverbindungen sich bildenden gasförmigen Verbindungen wölben nun bei genügender Bildungsgeschwindigkeit Teile der Blechoberfläche auf. Die Betonung einer ausreichenden Bildungsgeschwindigkeit der Gase scheint wichtig. Langsam entwickelte Gase werden herausdiffundieren, ohne daß ein genügender Gasdruck zustande kommt. Damit ist gesagt, daß für die Erscheinung der Blasen nicht nur die Möglichkeit irgendeiner Reaktion wesentlich ist, sondern ebenso ihre Geschwindigkeit.

Dabei ist es sehr leicht möglich, daß die beim Glühen, wenn auch vielleicht nur in Spuren auftretenden flüssigen Phasen, wie sie oben näher beschrieben wurden, die Reaktionsgeschwindigkeit wesentlich heraufsetzen.

Daß die vorhandenen Beimengungen genügen könnten, um Gasmengen und Gasdrücke von der notwendigen Größe bei genügender Geschwindigkeit zu erzeugen, zeigt folgende rechnerische Überlegung.

Wie in vorliegender Arbeit beschrieben wurde, zeigte eine bestimmte Gruppe von Blechen bei der Glühbehandlung im Salzbad eine verschiedene Blasenbildung, die mit dem steigenden Magnesiumgehalt zuzunehmen schien. Im Salzbad werden nun bei diesen Temperaturen durch den teilweisen Zerfall von KNO_3 bzw. NaNO_3 Stickstoff und Sauerstoff frei [9]. Diese sind in statu nascendi sehr reaktionsfähig. Es wäre nun sehr leicht möglich, daß dann eine Bildung von Mg_3N_2 eintritt, die im Verein mit freiwerdendem Wasserstoff bzw. gebildetem H_2O -Dampf reagieren würde nach der Gleichung



Ein Blechstreifen, wie er bei vorliegenden Versuchen verwandt wurde, wiegt ungefähr 20 g und enthält demnach, wenn es sich um eine Legierung mit 0,5 vH Mg handelt, 0,1 g Magnesium. Nimmt man an, daß davon nur $\frac{1}{3}$ bei der eben angedeuteten chemischen Umsetzung verbraucht wird, so würden also noch rd. 0,03 g Mg zur Verfügung

stehen. Diese geringe Mg-Menge ergibt aber schon nach obiger Formel rd. 18 cm^3 Gas.

An diesem Beispiel kann man sehr gut erkennen, welche große Bedeutung selbst den kleinsten Beimengungen bei der Blasenbildung beizumessen ist.

Die Wirkung der verwendeten äußeren Glühmittel würde demnach in der Oxydation der Metalle, Metallnitride, Carbide, Phosphide und der dadurch geschaffenen Erleichterung in Richtung der Bildung von NH_3 usw. beruhen. Beim Eindringen von Sauerstoff ist auch an die Bildung von Wasserdampf zu denken. Bei den Mitteln, die Stickstoff oder Wasserstoff abgeben, also Luft, Stickstoff, Wasserstoff, Nitrate, könnte vielleicht die Aufnahme von Stickstoff und Wasserstoff und die Erhöhung der Wasserstoff- und Stickstoffkonzentrationen wesentlich sein. Hierbei zeigt es sich auch, daß das Eindringen dieser Gase von Wichtigkeit sein kann. Allerdings ist dazu manchmal das Zerstören der äußeren Oxydhaut durch Abschmirgeln erforderlich, wodurch z. B. das Eindringen von Stickstoff und das Wiedereindringen von Wasserstoff erleichtert wird (siehe Versuchsreihe 4 und 8 der Zahlentafel 2 und Abb. 12 und 14).

Die wirksamen Bestandteile der Legierungen sind, wie schon gesagt, der Wasserstoff und die Wasserstoffverbindungen ergebenden Beimengungen. Die Verhinderung einer späteren Blasenbildung bestünde demnach in einer Entfernung des Wasserstoffes, der für die Blasenbildung ausschlaggebend ist.

Hierbei ist die leicht erklärliche Annahme notwendig, daß die Entweichungsgeschwindigkeit des Wasserstoffes im Hochvakuum wesentlich größer sein muß als die Bildungsgeschwindigkeit der Metallwasserstoffverbindungen. Wäre dies nicht der Fall, so müßte dann bei dem angewandten Druck von 10^{-3} bis 10^{-4} mm Hg, wenn die Depolarisation durch Sauerstoff nicht eine ganz ausschlaggebende Rolle spielt, mit einer Blasenbildung auf Grund der Reaktion der Bestandteile des Bleches allein zu rechnen sein. Entweichender Wasserstoff selbst gibt keine Blasen, da wegen der hohen Diffusionsgeschwindigkeit keine genügenden Drücke entstehen.

Mit dieser Auffassung in Übereinstimmung stehen die allermeisten der gemachten Beobachtungen (es wurden über 1200 Proben untersucht) und insbesondere die Feststellung bei den Versuchsreihen 1 bis 2 und 5 bis 11 in Zahlentafel 2. Im einzelnen ist noch folgendes zu bemerken:

Was den Stickstoff anbelangt, so muß noch gesagt werden, daß eine Reinigung (Waschen in Pyrogallol) wahrscheinlich nicht ausreichend war, um allen Sauerstoff zu entfernen, so daß auch hier eine Oxydationswirkung eintrat.

Die Wirkung der Reckung ist unschwer so zu verstehen, daß durch sie in bekannter Weise die Ausscheidung von Metalloid-Verbindungen und damit der Reaktionsverlauf beschleunigt wird.

VII. Schlußfolgerungen für die Praxis.

Wenn man zusammenfassend die Ergebnisse vorliegender Untersuchung betrachtet, so sieht man, daß in erster Linie der Wasserstoff für die Blasenbildung verantwortlich gemacht werden muß, daß aber außerdem noch äußere Einflüsse hinzutreten, die die Bildung der Blasen fördern. Die sich daraus für die Praxis ergebende Forderung ist daher, das Eindringen des Wasserstoffes nach Möglichkeit zu vermeiden. Dazu ist erforderlich, daß bei der Herstellung von Rohmaterial und später im Gießereibetriebe alles vermieden wird, was eine Aufnahme von Wasserstoff begünstigen kann, also Vermeidung von Feuchtigkeit oder Wasserdampf im Ofen, beim Vergießen u. a. m. Der einmal eingedrungene Wasserstoff läßt sich sonst praktisch nicht mehr entfernen.

Während diese Forderung in der Praxis schwer zu erfüllen sein wird, dürfte es weniger schwer fallen, bei einer späteren Wärmebehandlung die äußeren Einflüsse, die die Blasenbildung begünstigen, zu vermeiden. Eine Glühbehandlung im Vakuum, die wohl das Idealste wäre, läßt sich praktisch nicht ausführen. Dagegen sollte man aber nach Möglichkeit die Wärmebehandlung statt in Salzbadern in elektrischen Ofen vornehmen. Dann dürfte eine Blasenbildung bei den in der Praxis üblichen Glühtemperaturen kaum mehr vorkommen.

VIII. Schrifttum.

1. Woronoff, Zur umgekehrten Blockseigerung. Z. Metallk. Bd. 21 (1929), Nr. 9, S. 310/316.
Schraivogel, Versuche mit blasigen Duraluminblechen. Bericht der Stoff-Abtlg. der DVL 1931.
2. Czochralski, Über die Gasaufnahme im Aluminium. Z. Metallk. Bd. 14 (1922), Nr. 6, S. 277/281.
Schulz, Die technologische Bedeutung der Gase in Metallen. Z. Metallk. Bd. 21 (1929), Nr. 1, S. 7/11.
Sieverts, Die Aufnahme von Gasen durch Metalle. Z. Metallk. Bd. 21 (1929), Nr. 2, S. 37/46.
Sieverts, Eigenschaften der Hydride. Z. anorg. Chem. Bd. 172 (1928), Nr. 1; daselbst weitere Literatur.
Hessenbruch, Untersuchung der Gase in Metallen. Z. Metallk. Bd. 21 (1929), Nr. 2, S. 46/57.
Claus, Gaslöslichkeit in Schmelzen von Rein-Al und einer Al-Leg. Z. Metallk. Bd. 21 (1929), Nr. 8, S. 268/270.
Claus, Schmelzfluß-Entgasungsverfahren bei Al-Leg. Z. Metallk. Bd. 21 (1929), Nr. 8, S. 271/273.
Budgen, Gasporen im Al-Guß. Z. Metallk. Bd. 21 (1929), Nr. 11, S. 389.
Scheuer, Über Lunken und Poren in Gußteilen. Metallwirtsch. Bd. 10 (1931), Nr. 51, S. 947/951.
3. Dix und Keith, The etching characteristics of constituents in commercial aluminum alloys. Proc. Am. Soc. Test. Mat. Bd. 26 (1926); eine dtsh. Übersetzung z. T. von Meißner in Z. Metallk. Bd. 20 (1928), Nr. 3, S. 124/126.
4. Siehe unter 2.
5. Tammann, Z. anorg. Chem. Bd. 64 (1920), Nr. 279/280.
6. Dix jr., Trans. A. J. M. M. E. Bd. 69 (1923), Nr. 4, S. 957/970.
Bingham und Haughton, Journ. Inst. of Met. Bd. 29 (1923) Nr. 1, S. 74/112.
Scheil, Vergütung im Dreistoffsystem. Z. Metallk. Bd. 22 (1930), Nr. 9, S. 297/303.
Gayler, Alloys of Al with Cu, Mg and Si. Inst. of Met. Bd. 28 (1922), Nr. 2, S. 213/252.
Gayler, Quaternary alloys of Al. Inst. of Met. Bd. 30 (1923), Nr. 2, S. 139/169.
Gayler, Ternary Alloys of Al. Inst. of Met. Bd. 30 (1923), Nr. 1, S. 507/528.
Fuß, Konst. d. Al, Fe, Si, Leg. Z. Metallk. Bd. 23 (1931), Nr. 8, S. 233/236.
Röhrig und Borchert, Zur Struktur der Eutektika. Z. Metallk. Bd. 16 (1924), Nr. 1, S. 29.
Röhrig, Die Ausscheidungshärtung im Schlibbild. Z. Metallk. Bd. 24 (1932), Nr. 9, S. 231/233.
7. Dumas, Compt. rend. 90 (1880), S. 1027.
Borelius, Metallwirtsch. Bd. 8 (1929), Nr. 5, S. 105/108.
Kohn-Abrest, Thèse, Paris 1911, Compt. rend. 150 (1910), S. 918.
Villachon und Chaudron, Compt. rend. 189 (1929), S. 324.
Röntgen und Braun, Über die Löslichkeit von Metallen. Das Verhalten von Wasserstoff und Stickstoff gegen Aluminium. Metallwirtsch. Bd. 11 (1932), Nr. 24 u. 35.
8. Siehe unter 7.
9. Gemehlin-Kraut, Handb. d. anorg. Chemie II. 2, S. 315.

Über das Verhalten von Leichtmetallblechstreifen mit kreisrunden, randgebördelten Löchern bei Schubbeanspruchung.

Von Karl Schüssler.

Bericht aus dem Aerodynamischen Institut der Technischen Hochschule Aachen.

Die vorliegende Arbeit*) sollte vor allem die Fragen klären, bei welchen Schubbelastungen Leichtmetallblechstreifen mit kreisrunden, randgebördelten Löchern ausknicken, welche Form die Bleche erhalten müssen, damit die Schubknicklasten möglichst hoch liegen, und wie groß die Verschiebung in Abhängigkeit von der Belastung unterhalb des Knickpunktes ist.

Gliederung.

1. Einleitung.
2. Bezeichnungen.
3. Frühere Schubuntersuchungen an Blechstreifen.
4. Die Versuchseinrichtung.
5. Allgemeines Ergebnis der Knickversuche.
6. Der günstigste Lochabstand a_0 .
7. Die zu a_0 gehörige Schubknickbelastung p_{k0} .
8. Die relative Verschiebung δ .
9. Vergleich mit ungebördelten und ungelochten Blechen.
10. Zusammenfassung.
11. Schrifttum.

1. Einleitung.

Ein beliebtes Bauglied des Leichtmetallbaues bei Flugzeugen und Luftschiffen ist der ebene Blechstreifen geringer Stärke, der zur Gewichtersparnis und zur Erleichterung des Zusammenbaues mit Löchern versehen ist, deren Rand zwecks Erhöhung der Steifigkeit meist umgebördelt wird.

Die auftretenden Kräfte werden dabei im allgemeinen nicht vom einzelnen Blech aufgenommen, sondern dieses ist mit anderen Baugliedern, z. B. mit weiteren Blechen, Wellblechen, Stäben oder Winkeln, zu einem elastischen Gebilde: einem Holm, einem Holmverband aus zwei oder mehr Holmen, einem Schwimmerkasten, einem Luftschifftragring o. dgl. zusammengesetzt.

Die Lage der Kräfte zur elastischen Achse des Systems ist wesentlich für die Art der Beanspruchung. Lediglich die Kräfte, die mit dieser Achse in einer Ebene liegen, rufen nur Zug, Druck oder Biegung in dem elastischen Gebilde hervor. Alle anderen aber bewirken eine zusätzliche Verdrehung. Diese beansprucht, von Sonderfällen abgesehen, die einzelnen Bleche auf Schub. Bei großen Abständen der Kräfte von der elastischen Achse kann der Schub so groß werden, daß die anderen Beanspruchungen dagegen vernachlässigt werden können, also praktisch reine Schubbeanspruchung vorliegt.

2. Bezeichnungen.

a	mm	Lochabstand.
a_0	mm	günstigster Lochabstand.
b	mm	Blechbreite.
d	mm	Lochdurchmesser.
D	mm	Bördelungsdurchmesser.
E	kg/mm ²	Elastizitätsmodul.
G	kg/mm ²	Gleitmodul.
L	mm	Blechlänge.
p	kg/mm	Schubbelastung.
p_k	kg/mm	Schubknickbelastung.
p_{k0}	kg/mm	p_k -Wert zu a_0 .
p_{ku}	kg/mm	p_k -Wert für glatte Bleche.
P	kg	Schubkraft.
r	mm	Randabstand des letzten Loches.
s	mm	Blechstärke.
v	mm	Verschiebung.
v_k	mm	Verschiebung beim Ausknicken.
δ	$\frac{mm}{kg}$	Verschiebung bei $P = 1$ kg.
δ_1	$mm \cdot \frac{mm}{kg}$	relative Verschiebung bei $p = 1$ kg/mm.
μ		10^{-3} mm.

*) Dissertation, Technische Hochschule, Aachen.

3. Frühere Schubuntersuchungen an Blechstreifen.

Das Verhalten unendlich langer, ebener Blechstreifen bei Schubbeanspruchung ist durch Rechnung ermittelt, und die Rechnung ist durch Versuche bestätigt. Das Blech bleibt zunächst eben, und die Verschiebung v ist verhältnismäßig der Schubbelastung p :

$$v = \frac{p \cdot b}{G \cdot s} \dots \dots \dots (1)$$

Darin ist b die Breite, s die Stärke des Bleches, G der Gleitmodul des Baustoffes.

Bei Erreichung einer gewissen Schubbelastung bilden sich gleichmäßige Verwellungen, die anfangs unter etwa 45° zur Schubrichtung verlaufen, und v bleibt nicht mehr proportional p , sondern wird größer: das Blech knickt aus (Abb. 1).

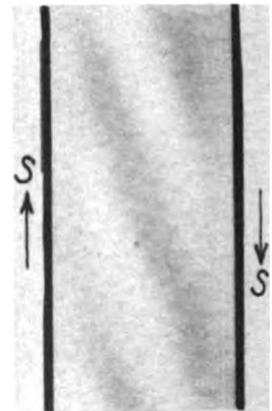


Abb. 1. Schubknickung am ebenen Blech.

Bryan, Lilly, Timoschenko und Ritz [1 ÷ 5] gaben Näherungsverfahren zur Berechnung der Knickschubbelastung und des Wellenabstandes λ an. Die streng mathematische Lösung fanden Southwell und Skan [6]. Ähnlich wie beim Druckstab ergibt sich eine unendliche Reihe von Belastungswerten, bei denen das auf Schub beanspruchte ebene Blech nicht stabil ist, also ausknickt. Der niedrigste und daher maßgebende ist:

$$p_{ku} = \frac{88,7 \cdot E \cdot s^3}{12 \left[1 - \left(\frac{1}{m} \right)^2 \right] b^3} \dots \dots \dots (2)$$

Darin ist E der Elastizitätsmodul und m die Poissonsche Zahl des Baustoffes. Die zugehörige Wellenlänge ist

$$\lambda = 1,6 b \dots \dots \dots (2a)$$

Diese Rechnungsergebnisse sind durch Schubknickversuche nachgeprüft worden. Bei gleichmäßiger Schubverteilung über die ganze Blechlänge L ergäbe sich p aus der Schubkraft P und L zu $p = \frac{P}{L}$, oder, wenn zwei gleiche Bleche gleichzeitig beansprucht werden, zu

$$p = \frac{P}{2L} \dots \dots \dots (3a)$$

Bei endlicher Blechlänge muß aber p an den freien Enden auf Null abfallen, kann also nicht über die ganze Länge konstant sein. Die letzten Flächenelemente an den freien Enden können nämlich die Schubkräfte nicht an benachbarte Elemente übertragen, müssen also schubspannungsfrei sein.

Cokers Versuche unterhalb der Knickgrenze [7] zeigen, daß bei Blechen, deren Länge gegenüber der Breite groß ist, p fast über die ganze Länge praktisch konstant bleibt und nur auf einem kurzen Randstück abfällt. Näherungs-

weise darf p auf zwei Endstreifen von der Länge $\frac{b}{4}$ zu Null und auf dem Zwischenstück von der Länge $L - 2\frac{b}{4} = L - 0,5b$ konstant angenommen werden. Dann ergibt sich $p = \frac{P}{L - 0,5b}$, bzw. für zwei gleiche Bleche:

$$p = \frac{P}{2L - b} \quad \dots \quad (3b)$$

Die Schubknickversuche von Bollenrath [8] lieferten Werte für die Schubknickbelastung, die nach Gl. (3a) berechnet rd. 43 vH, nach Gl. (3b) immer noch rd. 37 vH unterhalb des nach Gl. (2) zu ermittelnden theoretischen Wertes liegen. Auch die Wellenlänge wich vom theoretischen Werte $\lambda = 1,6b$ (Gl. 2a) ab. Sie betrug im Mittel 1,94 b .

Mathar [9] gab die Erklärung dieser Abweichungen: Die Schubkraft wird den Einspannleisten nicht gleichmäßig über die ganze Länge verteilt, sondern nur an einer oder zwei Stellen zugeführt. Die elastischen Leisten müssen die Schubkräfte aufnehmen und dehnen sich. Die Verschiebung und damit auch die Schubbelastung p wird demzufolge an Punkten in der Nähe des Kraftangriffs größer als an weiter davon entfernten. Maßgebend für das Ausknicken ist aber der Höchstwert von p , denn sowie p den Wert p_{ku} (Gl. 2) an irgendeiner Stelle überschreitet, muß das Knicken einsetzen. Mathar erzielte infolge günstiger, d. h. relativ starrer Einspannung Knickwerte, die unter Berücksichtigung der über die Länge ungleichmäßigen Belastung nur 5 vH unterhalb von p_{ku} liegen. Der Wellenabstand war 1,6 b , entsprach also dem theoretischen Wert (Gl. (2a)).

Auch versteifte Bleche sind rechnerisch und versuchsmäßig schon untersucht worden.

Seydel [10] berechnet ebene, rechteckige Platten mit Versteifungen parallel den Rändern und führt ein Beispiel für quer aufgenietete Winkelstücke durch.

Schmieden [11] berechnet sehr dünne, unendlich lange Bleche mit aufgesetzten, sehr schmalen Querrippen in sehr kleinen Abständen, zu denen noch ebensolche Längsrippen kommen können. Mathematisch exakt sind seine Formeln nur, wenn alle sehr kleinen Größen unendlich klein werden.

Wellbleche mit Wellen parallel oder senkrecht zur Schubrichtung berechnen Bergmann und Reißner [12] näherungsweise als ebene Platten mit verschiedener Biegesteifigkeit in den beiden aufeinander senkrechten Richtungen.

Jennissen [13] führte Versuche an Wellblechplatten durch, die durch aufgesetzte Winkel in einzelne Felder abgeteilt sind, gab ein Näherungsverfahren für deren Berechnung an und ermittelte gute Übereinstimmung zwischen Versuch und Rechnung.

Auch durch Löcher geschwächte Bleche wurden schon untersucht. Hirota [14] berechnete den Spannungszustand vor dem Ausknicken in einem unendlich langen, auf Schub beanspruchten Blechstreifen mit einem Kreisloch in der Mitte.

Mathar [9] ermittelte experimentell die Knickbelastung von Blechstreifen mit Kreislöchern in gleichen Abständen auf der Mittellinie. Er fand, daß z. B. bei einem Blech von $s = 0,7$ mm Stärke und $b = 110$ mm Breite aus Duralumin durch Löcher von $d = 70$ Dmr. im Abstände $a = 140$ mm die Knickbelastung um etwa 50 vH herabgesetzt wurde, während die Verschiebung um etwa 110 vH größer wurde.

Die vorliegenden Versuche sollten nun vor allem die Frage klären, ob es möglich ist, das durch die Löcher geschwächte Blech durch Umbördeln des Lochrandes so erheblich zu versteifen, daß die Knickbelastung p_k dem Knickwert des ungeschwächten Bleches p_{ku} (Gl. (2)) nahekommt oder ihn sogar überschreitet.

4. Die Versuchseinrichtung.

Der Versuchsstand ist aus dem bereits von Mathar [9] und Jennissen [13] verwandten fortentwickelt worden. Er ist in Abb. 2 dargestellt.

Zwei gleiche Bleche werden zwischen festgelagerten Außenlaschen und einer verschiebbaren Mittelasche, an der die Schubkraft angreift, eingespannt. Bei der Verschiebung entstehen natürlich durch den festliegenden Abstand der beiden Außenleisten in den Blechen geringfügige zusätzliche Zugspannungen senkrecht zur Schubrichtung. Diese sind aber gegenüber den Schubspannungen zu vernachlässigen: Die Breite b müßte sich auf $b \cdot \cos \alpha$ verringern, wenn α der Verschiebungswinkel ist. Da α bis zum Knicken stets unterhalb $0^\circ 20'$ blieb, konnte die zusätzliche Zugspannung höchstens den Wert $(1 - \cos 0^\circ 20') \cdot E$, also $(1 - 0,99997) \cdot 7500 = 0,225$ kg/mm² erreichen, während sie im allgemeinen nur einen Bruchteil dieses Betrages ausmachen konnte, weil α meist noch erheblich kleiner ist.

Zur Kraftmessung diente ein Meßbügel für Zug bis 20 t (Punkt 1, Abb. 2). Für große Kräfte wurde bei einzelnen Versuchen zusätzlich ein elastischer Kraftmesser für Druck bis 10 t verwendet (Punkt 2, Abb. 2).

Der mögliche Fehler betrug für die Kraftmessung mittels Zugmesser ± 8 kg. Da P_k , die Schubknickkraft, in allen Versuchen ≥ 500 kg ist, beträgt dieser Fehler $\leq \frac{8}{500}$, also $\leq 1,6$ vH.

Wird zusätzlich der Druckmesser verwandt, so erhöht sich der mögliche Fehler um ± 7 kg für Instrumentreibung und Ablesefehler sowie um $+ 19$ kg für je 1° C Temperaturerhöhung infolge der Ausdehnung des Quecksilbers im Kraftmesser. Ohne Temperaturkorrektur der Anzeige bleibt dieser Fehler unterhalb ± 38 kg entsprechend 2° C, mit Korrektur $\pm 9,5$ kg entsprechend $0,5^\circ$ C Falschmessung der Temperatur im Druckmesser. Der Gesamtmeßfehler des Druckmessers beträgt demnach $7 + 38 = 45$ kg im ersten und $7 + 9,5 = 16,5$ kg im zweiten Falle. Der Gesamtfehler der Schubkraftmessung kann also unter ungünstigsten Verhältnissen $8 + 45 = 53$ kg ohne, $8 + 16,5 = 24,5$ kg mit Temperaturkorrektur betragen; gegenüber nur 8 kg bei Verzicht auf den Druckmesser sind diese Fehler

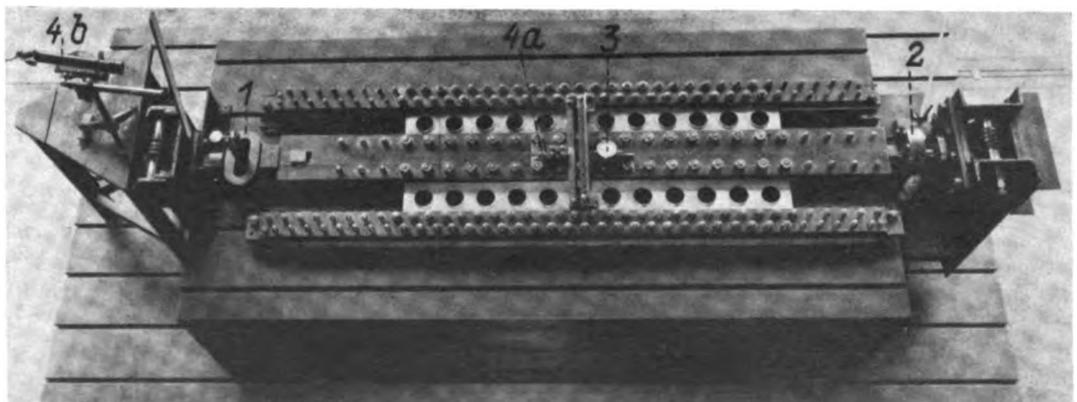


Abb. 2.
Versuchsstand.

groß, weshalb im allgemeinen nur mit dem Zugmesser gearbeitet wurde.

Die Verschiebung wurde mittels Zeißscher Meßuhr gemessen, die auf der Mittelachse festgeschraubt war und gegen ein an den Seitenlaschen befestigtes, also festliegendes Winkeleisen stieß (Punkt 3, Abb. 2). Zur Kontrolle wurde außerdem bei einigen Versuchen ein Martensscher Spiegelapparat aufgesetzt (Punkt 4a und 4b, Abb. 5).

Bei der Messung mittels Meßuhr kann ein Ablesefehler von 0,001 mm auftreten. Die Verschiebung am Knickpunkt v_k war stets $\geq 0,074$ mm; der prozentuale Fehler bleibt also $\leq \frac{0,001}{0,074} = 1,4$ vH.

Der Fehler infolge Dehnung der die Schubkraft übertragenden Mittellasche bleibt ebenfalls klein. Wenn nur mit dem Zugmesser gearbeitet wird (ungünstigster Fall) und über die ganze Blechlänge ein konstantes p angenommen wird, so fällt die von der Mittellasche zu übertragende Kraft vom Blechanfang bis zum Blechende linear von P auf Null ab, beträgt also im Mittel $0,5 P$. Dazu gehört eine mittlere Spannung $\sigma_m = \frac{0,5 P}{F} = \frac{0,5 P}{2 B \cdot H}$, worin B und H Breite und Höhe der oberen und der unteren Hälfte der Mittellasche sind. Die Leisten dehnen sich infolge dieser Spannung um insgesamt $\delta = \frac{\sigma_m \cdot L}{E} = \frac{0,5 P \cdot L}{2 \cdot B \cdot H \cdot E}$. Bei einer zu P gehörigen Verschiebung v kann der relative Unterschied der Verschiebung und damit auch der ihr proportionalen Schubbelastung p höchstens betragen:

$$\frac{\delta}{v} = \frac{0,5 \cdot P \cdot L}{2 \cdot B \cdot H \cdot E \cdot v} = \frac{0,5 \cdot L}{2 \cdot B \cdot H \cdot E} \cdot \frac{P}{v}$$

$\frac{P}{v}$ wird am größten für Blech 33: $P_k = 3000$ kg, $v_k = 0,162$ mm. Es bleibt also

$$\frac{\delta}{v} = \frac{0,5 \cdot 1192}{2 \cdot 160 \cdot 32 \cdot 21\,000} \cdot \frac{3000}{0,162} = 0,051 = 5,1 \text{ vH.}$$

Dieser Unterschied zwischen Höchst- und Tiefstwert von p entspricht aber einer Abweichung vom Mittelwert von rd. ± 3 vH.

Der Betrag des Gesamtfehlers kann im ungünstigsten Falle gleich der Summe der einzelnen Fehlerbeträge werden:

$$f_{\text{ges}} \leq 1,6 + 1,4 + 3 = 6 \text{ vH.}$$

Unabhängig von den Kraftverschiebungsmessungen konnte dann das Knicken noch auf Grund der auftretenden Verwellungen festgestellt werden, durch die sich das Spiegelbild eines Fensterkreuzes in dem Blech verzerrte.

5. Allgemeines Ergebnis der Knickversuche.

Die untersuchten Bleche bestanden aus Dural 681b der Dürener Metallwerke, das in Platten von 2500×500 mm in Stärken von 0,4, 0,5, 0,6, 0,8 mm zur Verfügung stand. Der Baustoff hatte einen Elastizitätsmodul $E = 7500$ kg/mm² und einen Gleitmodul $G = 2900$ kg/mm².

Untersucht wurden außer einigen ebenen und einem gelochten Blech ohne Bördelung nur Bleche mit randgebördelten Löchern auf der Mittellinie des Bleches, wobei alle Löcher in einem Paar Bleche gleichen Durchmesser, gleichen Abstand voneinander und gleiche Bördelungsform hatten.

Die Bördelung wurde mit Rücksicht auf die Herstellung kegelig ausgebildet. Die Form der Bördelung zeigt Abb. 3 sowie Abb. 4, die gleichzeitig die Form der zum Drücken der Bördelung benutzten Matrize und Patrize zeigt. Der Kegelwinkel wurde gleich dem Reibungswinkel bei Fettschmierung gewählt, damit sich die Patrize nach Fertigstellung der Bördelung glatt herausziehen ließ.

Besonderer Wert wurde auf die Herstellung der Bleche gelegt. Sie wurden mittels eines Ziehstahls auf die richtige Länge und Breite geschnitten und im Bedarfsfall durch Strecken gerichtet. Die Löcher wurden zunächst auf $\frac{1}{10}$ Dmf. vorgebohrt (Zentrierloch) und dann mittels eines Schneidwerkzeuges, das im Zentrierloch geführt war, ausgeschnitten.

Abb. 3. Gebördeltes Blech.

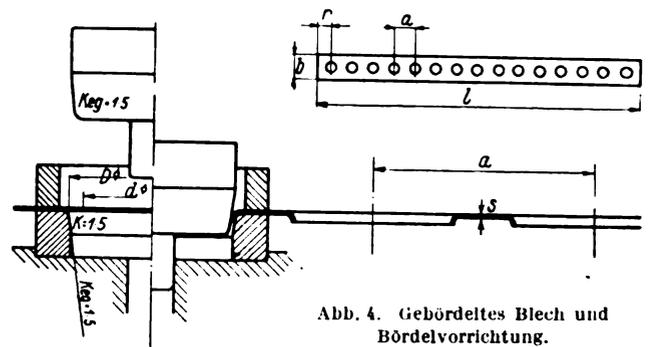
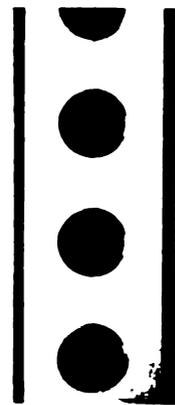


Abb. 4. Gebördeltes Blech und Bördelvorrichtung.

Das Bördeln geschah durch einfaches Drücken mittels Matrize und Patrize (Abb. 4).

Untersucht wurde der Einfluß folgender Größen:

1. Blechbreite b .
2. Blechstärke s .
3. Bördelungsdurchmesser D .
4. Bördelungshöhe. Diese kann bei gegebener Bördelungsform mit Hilfe des ausgeschnittenen Lochdurchmessers d verändert werden: Bördelhöhe $\cong 0,5 (D-d)$.
5. Lochabstand a .

Das Verhalten der gebördelten Bleche bei der Schubbeanspruchung gleicht dem der ebenen Bleche. Bis zu einer gewissen Laststufe bleiben die Bleche eben, die Schubkraft P ist verhältnismäßig der Verschiebung v . Dann verwellt sich das Blech entsprechend Abb. 5. Der Abstand der Wellen ist gleich dem Lochabstand a . Gleichzeitig weichen die Versuchspunkte von der vorherigen Geraden ab, um nach wenigen Punkten in eine neue Gerade überzugehen (Abb. 6). Der Schnittpunkt der beiden Geraden wurde als Knickpunkt des Bleches angenommen. Bei weiterer Beanspruchung weicht die Kurve von der Geraden ab, da infolge der großen Verformung des ausgeknickten Bleches die Fließgrenze bald überschritten wird. Abb. 7 zeigt eine Kurve mit meh-

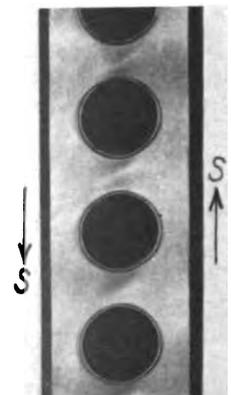


Abb. 5. Schubknickung am gebördelten Blech.

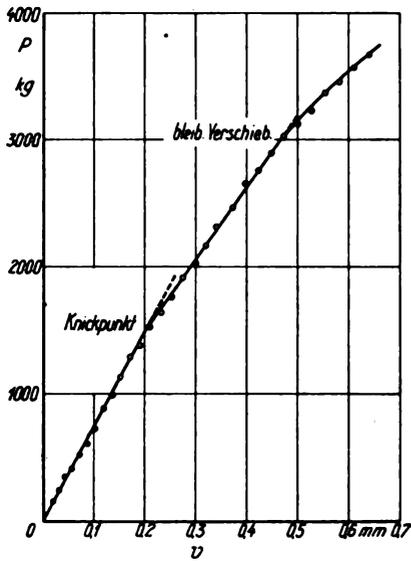


Abb. 6. Schubkraft-Verschiebungsschaubild.

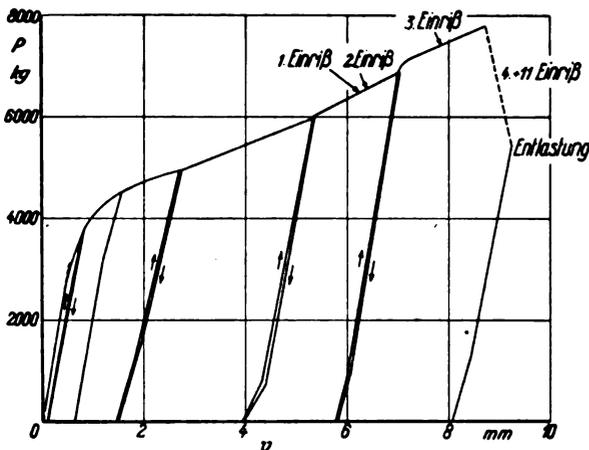


Abb. 7. Schubkraft-Verschiebungsschaubild bei großen Verschiebungen.

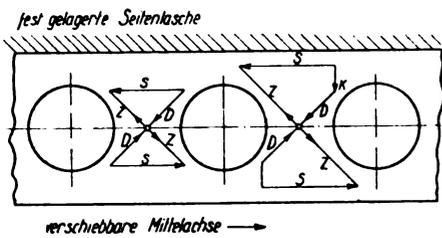


Abb. 8. Zerlegung der Schubkraft vor und nach dem Ausknicken.

renen Entlastungen. Dieses Schaubild gilt nur, wenn die Blechbreite b , wie in den vorliegenden Versuchen, bei Belastung konstant bleibt. Die Schubkraft S , die vor dem Ausknicken entsprechend Abb. 8, links, in den Zug Z und den gleich großen Druck D zerlegt gedacht werden kann, setzt sich, nachdem das Blech gegenüber dem Druck D ausknickte, entsprechend Abb. 8, rechts, zusammen aus D , das ähnlich wie beim ausgeknickten Druckstab praktisch konstant bleibt, aus Z und aus einer neuen Komponente K senkrecht zur Schubrichtung. Z und K wachsen in gleichem Maße wie S . In Abhängigkeit von Z und damit auch von S ist die Verlängerung der gedachten Zugstäbe und damit aber auch die Verschiebung v proportional der Dehnung infolge von Z . Abb. 7 stellt also im wesentlichen ein Zugdehnungsdiagramm dar. Die Komponente K wird bei den vorliegenden Versuchen von den Einspannleisten aufge-

nommen. In praktischen Fällen aber ist eine Beanspruchung über die Knickgrenze hinaus nur dann möglich, wenn noch besondere Querversteifungen zur Aufnahme von K vorhanden sind. Bei einfachen Blechen aber rücken die beiden Längskanten infolge von K immer mehr zusammen, das Blech wird also zerstört. Bei den vorliegenden Versuchen tritt die Zerstörung durch Einrisse an den Bördelrändern ein. Abb. 9 zeigt ein stark verformtes, eingerissenes Blech. Die Verformungen sind, stark vergrößert, dieselben, wie kurz nach dem Knicken (Abb. 5).

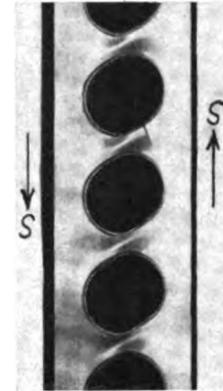


Abb. 9. Durch Schub stark verformtes Blech mit eingerissener Bördelung.

Die Blechlänge wurde bei der Mehrzahl der Versuche einheitlich gewählt zu $L \approx 1192$ mm. Die Schubknickkraft der gebördelten Bleche P_k ist, wie Abb. 10 zeigt, proportional der Blechlänge anzunehmen. Zur Bestimmung der Schubknickbelastung p_k aus der Schubknickkraft P_k und der Blechlänge L gilt also entsprechend Gl. (3a):

$$p_k = \frac{P_k}{2L} \dots \dots \dots (3)$$

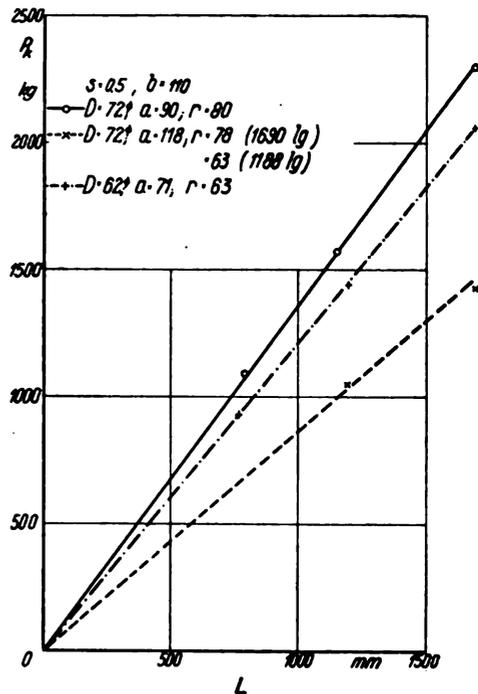


Abb. 10. Schubknickkraft P_k in Abhängigkeit von der Blechlänge L .

Die Werte der Abb. 10 sind Zahlentafel 1 entnommen: Blech 17÷19, 41÷45, 47. Die Verschiebung beim Ausknicken v_k in mm ist bei sonst gleichen Blechen verschiedener Länge naturgemäß immer die gleiche, denn das Blech besteht aus lauter gleichen Streifen von der Länge a , die unabhängig von ihrer Anzahl alle gleich verformt sind.

Zahlentafel 1.

Blech Nr.	s mm	a mm	d mm	L mm	P _k kg	n _k μ	p _k kg mm	δ μ l	δ _k min ² kg	
									gem.	err.
D = 62 mm, b = 70 mm										
1	0,52	71	~ 0,8 D	~ 1192	1500	295	0,63	197	0,465	0,431
2		76			1510	200	0,633	132	0,318	0,307
3		82			1630	155	0,685	95	0,227	0,233
		a ₀ = 86					p _{ko} = 0,758 p _{ku} = 1,672			
4		89	51,3		1710	131	0,72	77	0,182	0,186
5			51		1730	129	0,73	75	0,175	
6	0,615	76	~ 0,8 D		1600	173	0,67	108	0,257	0,252
		a ₀ = 94					p _{ko} = 1,0 p _{ku} = 2,775			
7	0,8	76			2500	197	1,05	79	0,188	0,183
8		89			1840	82	0,77	44,5	0,106	0,112
		a ₀ = 106					p _{ko} = 1,56 p _{ku} = 6,55			
D = 62 mm, b = 90 mm										
9	0,52	76			1460	214	0,612	146	0,384	0,353
10		82			1500	171	0,63	114	0,272	0,268
		a ₀ = 86					p _{ko} = 0,665 p _{ku} = 1,042			
11	0,615	76			1580	195	0,663	124	0,293	0,288
		a ₀ = 94					p _{ko} = 0,933 p _{ku} = 1,72			
12	0,8	76	~ 0,8 D	~ 1192	2400	221	1,05	92	0,222	0,21
		a ₀ = 106					p _{ko} = 1,46 p _{ku} = 3,97			
D = 62 mm, b = 110 mm										
13	0,42	71	~ 0,8 D	~ 1192	1080	380	0,435	352	0,840	0,725
14		76			1130	260	0,473	230	0,548	0,515
		a ₀ = 77					p _{ko} = 0,42 p _{ku} = 0,358			
15		89			500	74	0,21	148	0,353	0,312
16	0,52	71			1440	340	0,604	236	0,56	0,558
17		71		765	930	330	0,608	355		
18		71		1690	2060	350	0,608	170		
19		76		~ 1192	1400	235	0,587	168	0,4	0,397
20		76			1410	241	0,592	171	0,408	0,397
21		82			1540	241	0,647	139	0,332	0,303
		a ₀ = 86					p _{ko} = 0,627 p _{ku} = 0,722			
22		89			1520	155	0,638	102	0,243	0,24
23		89			1410	156	0,592	111	0,265	0,24
24		97			1280	110	0,537	86	0,205	0,198
25		106,5			1160	92	0,487	79	0,188	0,175
26		118			1325	91	0,555	69	0,164	0,136
27	0,615	76			1570	211	0,658	134	0,32	0,325
28		82			1900	205	0,797	108	0,258	0,248
29		89			2200	188	0,922	85,5	0,207	0,196
		a ₀ = 94					p _{ko} = 0,883 p _{ku} = 1,25			
30		106,5			2200	150	0,922	68	0,162	0,14
31	0,8	71	~ 0,8 D	~ 1192	1600	226	0,67	141	0,336	0,333
32		76			2440	243	1,02	99,5	0,237	0,237
33		89			2900	185	1,22	64	0,152	0,143
34		97			3000	162	1,26	54	0,128	0,118
		a ₀ = 106					p _{ko} = 1,37 p _{ku} = 2,46			
D = 62 mm, b = 175 mm										
35	0,615	71			1210	252	0,508	208	0,505	0,634
36		82			1500	184	0,63	123	0,293	0,343
		a ₀ = 86					p _{ko} = 0,805 p _{ku} = 0,444			
D = 72 mm, b = 110 mm										
	0,42	a ₀ = 82					p _{ko} = 0,365 p _{ku} = 0,358			
38		89			800	190	0,336	237	0,573	0,57
39	0,52	76			1200	660	0,503	550	1,31	1,32
40		85		1690	2220	364	0,658	164	0,533	0,542
41		89		~ 1192	1500	275	0,63	184	0,435	0,44
42		90		790	1090	292	0,688	268	0,457	0,42
43		90	60,2	1690	2280	300	0,675	132	0,446	0,42

Blech Nr.	s mm	a mm	d mm	L mm	P _k kg	v _k μ	p _k kg/mm	δ μ/t	δ ₁ mm ² /kg	
									gem.	err.
44		90	56,2	1690	2300	293	0,68	128	0,43	0,42
45		90 a ₀ = 91	62,25 ~ 0,8 D	1690	2300	298	0,68	130	0,44	0,42
46		102		1690	2000	176	0,592	88	0,304	0,285
47		118		1690	1400	94	0,413	67	0,243	0,206
48	0,8	76	~ 0,8 D	~ 1192	1430	427	0,6	298	0,76	0,785
49		89 a ₀ = 99			3210	374	1,35	116	0,278	0,262
D = 82 mm, b = 90 mm										
50	0,615	89			1500	540	0,63	361	0,845	0,832
51		97 a ₀ = 106			1610	347	0,675	215	0,513	0,467
52		106,5			1600	197	0,69 0,671			
D = 82 mm, b = 110 mm										
	0,42	a ₀ = 87					0,32 0,358			
54		89			540	325	0,227	602	1,45	1,37
55		97			560	213	0,272	328	0,78	0,768
56		106,5			580	134	0,243	231	0,56	0,527
57	0,52	89			1290	630	0,542	490	1,18	1,06
58		90		1690	1900	580	0,562	305	1,05	0,96
59		97 a ₀ = 97	~ 1192	~ 1192	1600	401	0,67	251	0,592	0,595
60		106,5			1300	217	0,652 0,545			
61		118			1180	152	0,495	166	0,398	0,407
62	0,615	89 a ₀ = 106			1170	460	0,491	129	0,312	0,305
63	0,8	89	~ 0,8 D	~ 1192	1400	382	0,933 1,25	393	0,945	0,87
64		97			2580	390	0,587	272	0,658	0,632
65		118 a ₀ = 120			3700	290	1,08 1,55	151	0,36	0,354
							1,58 2,46	78	0,191	0,182
D = 82 mm, b = 175 mm										
66	0,52	89 a ₀ = 97			800	375	0,336	470	1,12	1,24
67		106,5			970	204	0,6 0,407			
68	0,615	97 a ₀ = 106			1450	331	0,608	210	0,502	0,476
69	0,8	89			1270	390	0,85 0,44			
70		97 a ₀ = 120			1370	234	0,533 0,575	307	0,76	0,736
							1,44 0,94	170	0,41	0,414
D = 82 mm, b = 215 mm										
71	0,52	89 a ₀ = 97			675	350	0,283	518	1,24	1,27
72		106,5			1400	292	0,575 0,178 0,587	208	0,495	0,492
D = 82 mm, b = 110 mm, ungebördelt										
73	0,55	90		1690	720	24	0,302	34	0,115	
73*)		a ₀ = 82			1240	56	0,52	45	0,152	0,128
						56	0,72			
D = 82 mm, b = 110 mm, ungeschwächt										
74	0,42			1192	860	40	0,397	46,5	0,105	0,091
75	0,525				1500	55	err. 0,358	36,5	0,079	0,073
76	0,525				1600	56	err. 0,722	35	0,076	0,073
77	0,615			1158	2180	62	err. 0,722	28,5	0,0623	0,0615
78	0,815			1192	6050	137	err. 1,25 2,78 2,61	22,5	0,049	0,0464

*) Blech 73 auf D = 52 mm gebördelt.

Der Einfluß der Bördelungshöhe ist geringfügig, wie aus Zahlentafel 1, Blech 43 ÷ 45, hervorgeht. P_k bleibt bei Vergrößerung von d , d. h. bei Verringerung der Bördelhöhe $0,5 (D-d)$ in weiten Grenzen konstant, während v_k bei kleinerer Bördelhöhe etwas größer wird. Die Erklärung dieses Verhaltens liegt darin, daß für Verbiegung senkrecht zur Blechebene, also für das Ausknicken, das gebördelte Loch gegenüber dem Blech als starr anzusehen ist, sobald die Bördelung eine gewisse Mindesthöhe erreicht hat. Maßgeblich für die Knicklast ist demnach nicht das gebördelte Loch, sondern der eben gebliebene Teil des Bleches, der ja in allen Fällen gleich bleibt, wenn d variiert wird. In Richtung der Blechebene läßt sich aber die Bördelung leichter verbiegen als der ungeschwächte, ebene Blechteil. Eine höhere, also festere Bördelung ergibt infolgedessen bei gleicher Belastung kleinere Verschiebung. P_k ist wesentlich wichtiger für den Konstrukteur als v_k . Eine Verbesserung der Bördelungen kann aber nur eine Verbesserung von v_k , nicht von P_k bringen, weil für P_k ja der ebene Teil des Bleches maßgeblich ist. Die Form der Bördelung ist daher im allgemeinen als belanglos anzusehen, wenn sie nur bei gegebenem D eine gewisse Mindeststeifigkeit senkrecht zur Blechebene hat. Es brauchte infolgedessen auch nur D , nicht aber d verändert werden. Es darf nur beim Drücken der Bördelung durch die Aufweitung des Lochumfangs von πd auf πD die Dehnung $\frac{\pi(D-d)}{\pi d} = \left(\frac{D}{d} - 1\right)$ die Bruchdehnung noch nicht überschreiten, da der Lochrand sonst beim Bördeln einreißt. Kleine Unebenheiten am Lochrand wirken als Kerben sehr begünstigend auf das Einreißen. Bei sauber geschnittenen Löchern aber lassen sich Bördel-einrisse mit Sicherheit vermeiden, wenn bei dem vorliegenden Baustoff und der angewendeten Bördelungsform $d \geq 0,85 D$ gemacht wird.

Den Einfluß des Lochabstandes a auf die Knicklast P_k zeigen die Kurven $P_k = f(a)$ in Abb. 11. Sie haben ein ausgeprägtes Maximum bei verhältnismäßig kleinem a , das oberhalb oder unterhalb der Knick Schublast des ungeschwächten Bleches $P_{ku} = p_{ku} (2L-b)$ liegt (vgl. Gl. (2) und (3b)). Das Maximum erklärt sich daraus, daß die Bördelung, wie schon mehrfach betont, für Biegungen senkrecht zur Blechebene gegenüber dem ungeschwächten Blech starr ist, während sie sich in Richtung der Blechebene wesentlich leichter verformen läßt als das ungeschwächte Blech, d. h. also praktisch keine Schubbeanspruchung aufnimmt. Je mehr gebördelte Löcher das Blech hat, desto mehr Kreisflächen vom Durchmesser D sind biegungs-

steif, desto höher wird also der Wert liegen, bei dem das Blech sich senkrecht zu seiner Ebene verwellt. Andererseits wird aber das Blech, das ja nur im ebenen Teil trägt, um so höher beansprucht, je mehr Löcher darin sind. Beide Einflüsse wirken einander entgegen, und so erklärt sich das Optimum.

Der Verlauf bei großen Lochabständen a wurde nicht untersucht. Bei ganz großen a -Werten, also ganz wenigen Löchern, muß sich der Wert p_k dem Knickwert des glatten ungelochten Bleches p_{ku} (Gl. (2)) nähern. Dazwischen können weitere extreme Werte liegen, die aber nicht sehr von Bedeutung sind, weil die Löcher zwecks Gewichtsparsnis so eng wie möglich gesetzt werden müssen. Im folgenden wurde daher nur Wert auf die Ermittlung des Maximums bei kleinem a gelegt. Alle Werte, die für dieses Maximum gelten, erhalten den Index 0.

6. Der günstigste Lochabstand a_0 .

Die erste bedeutsame Frage ist die, wie groß bei gegebener Blechstärke s , Blechbreite b und Bördelungsdurchmesser D der günstigste Lochabstand a_0 ist, bei dem das Maximum auftritt. Dabei braucht a_0 nicht mit sehr großer Genauigkeit bestimmt zu werden, da ja die benachbarten Werte P_k wegen der waagerechten Tangente der Kurven $P_k = f(a)$ bei P_{k0} keine nennenswerten Abweichungen vom Maximum P_{k0} zeigen können, wenn a etwas von a_0 abweicht.

Der Einfluß der Blechbreite b auf a_0 war in den untersuchten Bereichen so klein, daß er nicht feststellbar war. Die Erklärung liegt darin, daß der Mittelstreifen des Bleches für das Ausknicken maßgebend ist. Dieser sieht aber natürlich bei sonst gleichen Blechen verschiedener Breite immer gleich aus.

Die Abhängigkeit der Werte a_0 von s ist, wie Zahlentafel 2 und Abb. 12 zeigen, parabolisch: $a_0 = x \sqrt{s}$. a_0 wächst also mit steigendem s für dünne Bleche stark, für dickere Bleche weniger stark. Die Erklärung liegt darin, daß die Biegesteifigkeit des Bleches senkrecht zu seiner Ebene mit s^3 wächst, während die Steifigkeit der Bördelung nur etwa mit s wächst. Für die an sich schon sehr steifen, dickeren Bleche ist die versteifende Wirkung der Bördelung naturgemäß nicht so stark, so daß die Löcher in größeren Abständen a_0 gesetzt werden müssen als bei dünneren. Daß die Kurve bei dickeren Blechen nicht so stark steigt, erklärt sich daraus, daß z. B. 0,1 mm Dickenänderung für die stär-

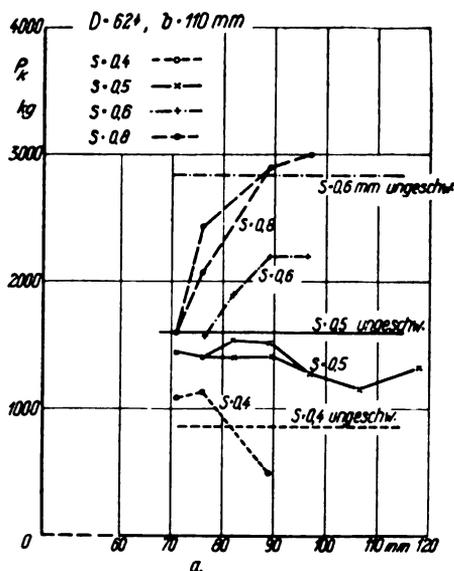


Abb. 11. Schubknicklast P_k in Abhängigkeit von Lochabstand a .

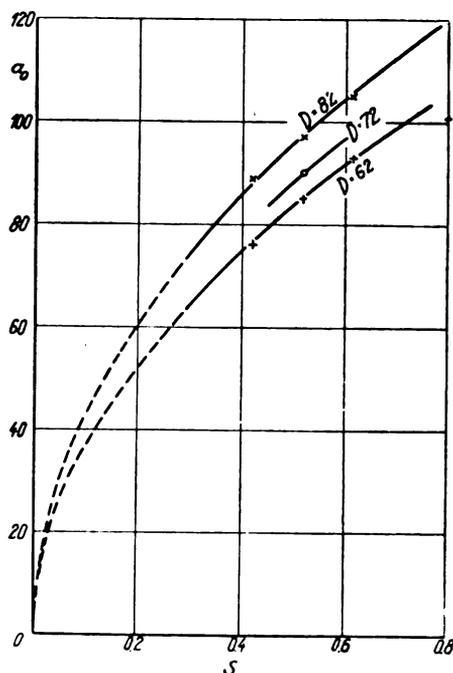


Abb. 12. Günstigster Lochabstand a_0 in Abhängigkeit von der Blechstärke s .

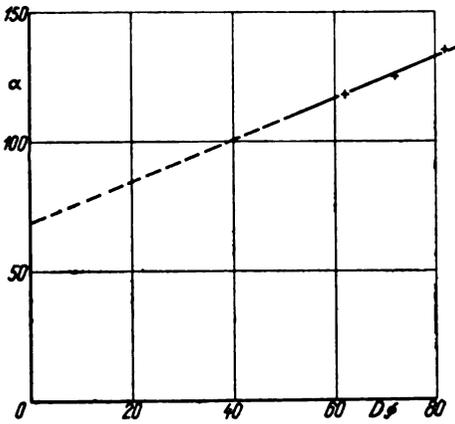


Abb. 13. Faktor α in Abhängigkeit vom Bördelungsdurchmesser D .

Zahlentafel 2.

D mm	s mm	a_0 mm	\sqrt{s}	$\alpha = \frac{a_0}{\sqrt{s}}$	
62	0,42	76	0,648	117,5	$\alpha = 118$
	0,52	85	0,721	118	
	0,615	93	0,784	118,5	
	0,8	100?	0,894	112?	
72	0,52	90	0,721	125	$\alpha = 125$
	0,8	> 89	0,894	> 99,5	
82	0,42	89	0,648	137,5	$\alpha = 135$
	0,52	97	0,721	134,5	
	0,615	{ 100 110,5	{ 0,784 0,784	{ 127,5 141	
	0,8	> 106,5	0,894	> 119	

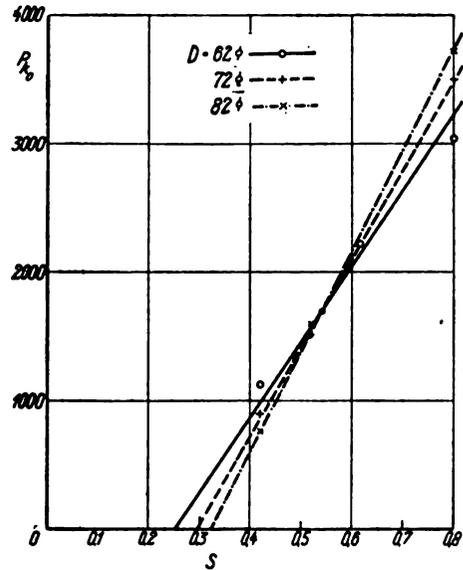


Abb. 14. Bestwerte P_{k0} der Schubknicklast in Abhängigkeit von der Blechstärke s .

keren Bleche verhältnismäßig weniger ausmacht als für schwächere.

Der Faktor α ändert sich mit D linear (Zahlentafel 2 und Abb. 13): $\alpha = 68,5 + 0,8 D$.

Damit wird $a_0 = \alpha \sqrt{s} = (68,5 + 0,8 D) \sqrt{s}$
 $a_0 = 0,8 (D + 86) \sqrt{s}$ (4)

Weit außerhalb des untersuchten Bereiches: $D = 62$ bis 82 Dmr., $s = 0,4$ bis $0,8$ mm, $b = 75$ bis 215 mm kann die rein versuchsmäßig gefundene Gl. (4) stark fehlerhaft werden. Weiterhin hat sie auch nur Sinn, solange die Bördelung den Blechrand nicht berührt:

$D < b$ (5a)

und solange die Bördelungen sich nicht überdecken:

$D < a_0 = 0,8 (D + 86) \sqrt{s}$;

daraus ergibt sich

$D < \frac{86 \sqrt{s}}{1,25 - \sqrt{s}}$ (5b)

Gl. (5b) gibt einen Anhalt für die Wahl von D besonders bei dünnen Blechen. Ist sie nicht erfüllt, so liegt auch der Bestwert der Schubknicklast P_{k0} nicht im konstruktiv möglichen Bereich: die Löcher wären größer als ihr Abstand, die Bördelungen liefen also ineinander. Für die kleinste untersuchte Blechstärke $s = 0,4$ mm muß nach Gl. (5b)

$D < \frac{86 \sqrt{0,4}}{1,25 - \sqrt{0,4}}$ oder $D < 88,5$ mm sein. Die größte Bördelung hatte aber nur einen Durchmesser $D = 82$ Dmr.

7. Die zu a_0 gehörige Schubknickbelastung P_{k0}

Werden Bleche der untersuchten Art auf Schub beansprucht, so muß der günstigste Lochabstand a_0 (Gl. (4)) wenn irgend möglich eingehalten werden, damit das Blech hoch belastet werden kann, ohne auszuknicken. In Erwägung dessen wurden im folgenden nicht die Schubknicklasten

bei beliebigem Lochabstände a , sondern nur die Bestwerte P_{k0} für je ein Paar Bleche von $L = 1192$ mm Länge mit dem günstigsten Lochabstände $a = a_0$ ermittelt.

Für gleiche Blechbreite $b = 110$ mm und gleiche Bördelungsdurchmesser $D = 62$, $D = 72$ bzw. $D = 82$ Dmr. liegen die Werte $P_{k0} = f(s)$ auf drei Geraden, die sich in einem Punkte mit den Koordinaten $s = 0,54$ mm $P_{k0} = 1700$ kg schneiden (Abb. 14). Dieser Schnittpunkt sei als gemeinsamer Schnittpunkt aller Kurven $P_{k0} = f(s)$ für $D = \text{const}$ bei $b = 110$ mm angenommen. Für $s = 0,54$ mm ist es demnach gleichgültig, wie groß der Bördelungsdurchmesser D ist. Die Schubknicklast P_{k0} ist bei allen Blechen von $0,54$ mm Stärke gleich, wenn nur der Abstand $a = a_0$ gemacht wird. Für

$s < 0,54$ mm muß D klein (6a)

$s > 0,54$ mm muß D groß (6b)

gewählt werden. Für größere Blechstärken, die an sich sehr steif sind, müssen auch die Bördelungen steif sein, also eine große Höhe haben. Große Bördelhöhen sind aber nur bei großen Durchmessern möglich.

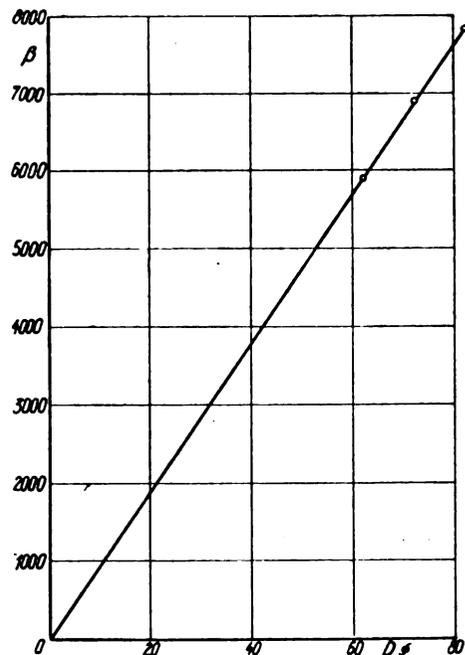


Abb. 15. Faktor β in Abhängigkeit vom Bördelungsdurchmesser D .

Die Geraden durch den Punkt [$s = 0,54$ mm, $P_{ko} = 1700$ kg] lassen sich darstellen durch die Gleichung

$$P_{ko} = 1700 + \beta (s - 0,54),$$

worin β noch von D abhängt. Abb. 15 zeigt, daß es D proportional ist. Bei $\beta = 95,6 D$ wird für Bleche von $b = 110$ mm Breite der Bestwert der Schubknicklast:

$$P_{ko} = 1700 + 95,6 D (s - 0,54).$$

Der Einfluß der Blechbreite b auf P_{ko} wurde nicht exakt erforscht, weil er sich aus den wenigen Stichversuchen bereits als ziemlich geringfügig herausstellte und weil zur genauen Klärung des Einflusses von b eine sehr große Anzahl weiterer Versuche erforderlich gewesen wäre. Daß der Einfluß der Blechbreite so gering ist, liegt daran, daß der durch Löcher geschwächte mittlere Streifen des Bleches vor allem maßgeblich für das Ausknicken ist, während die ebenen Randstreifen nur geringen Einfluß haben. Es darf also angenommen werden, daß für Bleche verschiedener Breite das Verhalten in Abhängigkeit von den einzelnen Größen im wesentlichen gleich ist.

Zur Berücksichtigung der Blechbreite b wurden die für $b = 110$ mm ermittelten Werte mit einem Korrekturfaktor versehen, der nur von b abhängt und für $b = 110$ mm naturgemäß = 1 ist, während er

für $b < 110$ mm größer als 1,
für $b > 110$ mm kleiner als 1

sein muß, da ja ein schmales Blech nicht so leicht ausknickt wie ein breites (s. Gl. (2)). Der Korrekturfaktor f ist in

Zahlentafel 3 berechnet und in Abb. 16 kurvenmäßig dargestellt. Es zeigte sich, daß die gefundenen Werte sich durch eine Hyperbel von der Form

$$f = \alpha + \frac{\beta}{b}$$

gut annähern lassen. Zur Ermittlung von α und β wird diese Gleichung auf die Form

$$f \cdot b = \alpha \cdot b + \beta$$

gebracht. Das ist eine lineare Gleichung für $f \cdot b$ als Funktion von b . Die Gerade ist ebenfalls in Abb. 16 eingezeichnet. Es ergibt sich

$$\alpha = 0,767$$

$$\beta = 25,6$$

und damit

$$f = \alpha + \frac{\beta}{b} = 0,767 + \frac{25,6}{b} = 25,6 \left(0,03 + \frac{1}{b} \right).$$

Da für beliebige Blechbreite b der Wert f -mal so groß sein soll wie der im vorhergehenden angegebene Wert P_{ko} für das 110 mm breite Blech, so ist für beliebige Breite b

$$P_{ko} = 25,6 \left(0,03 + \frac{1}{b} \right) \cdot [1700 + 95,6 D (s - 0,54)].$$

Dieser Wert gilt für ein Paar Bleche von $L = 1192$ mm Länge. Da die Schubknicklast, wie Abb. 12 zeigt, verhältnismäßig der Blechlänge L ist, ergibt sich die Schubknickbelastung auf 1 mm Blechlänge entsprechend Gl. (3c) zu

$$p_{ko} = \frac{P_{ko}}{2 \cdot L} = \frac{P_{ko}}{2 \cdot 1192} = \frac{P_{ko}}{2384}.$$

Wird diese Formel in die vorhergehende Gleichung eingesetzt, so ergibt sich als Bestwert der Schubknickbelastung:

$$P_{ko} = \frac{25,6 \cdot 95,6}{2384} \left(0,03 + \frac{1}{b} \right) \cdot [1700 + D (s - 0,54)].$$

Für Bleche, deren Elastizitätsmodul E von 7500 kg/mm² nicht allzu verschieden ist, muß der ermittelte p_{ko} -Wert für $E = 7500$ kg/mm² mit dem Korrekturfaktor $\frac{E}{7500}$ multipliziert werden:

$$p_{ko} = \frac{E}{7500} \cdot 1,03 \left(0,03 + \frac{1}{b} \right) \cdot [17,8 + D (s - 0,54)]$$

$$p_{ko} = 1,36 \cdot 10^{-4} E \left(0,03 + \frac{1}{b} \right) \cdot [17,8 + D (s - 0,54)] \quad (7)$$

Voraussetzung dafür, daß die in Gl. (7) angegebene Schubknickbelastung p_{ko} in kg/mm Blechlänge erreicht wird, ist, daß Gl. (4) erfüllt ist, daß also der günstigste Lochabstand: $a = a_0$ gewählt wurde. Ebenso wie Gl. (4) kann naturgemäß auch Gl. (7) weit außerhalb des untersuchten Bereiches: $D = 62$ bis 82 Dmr., $s = 0,4$ bis 0,8 mm, $b = 75$ bis 215 mm stark fehlerhaft werden, da die Formel ja nur eine Näherungsformel aus gefundenen Versuchswerten darstellt. Um die Übereinstimmung der aus Gl. (7) gefundenen Bestwerte mit den Versuchsergebnissen zu zeigen, wurde mit Hilfe von Gl. (3c) und Gl. (7) der Wert $P_{ko} = 2 L \cdot p_{ko}$ errechnet und in Zahlentafel 1 nebst dem zugehörigen a_0 -Wert mit angegeben.

Im Flugzeugbau darf ein einfaches Blech allerdings niemals so hoch beansprucht werden, wie nach Gl. (7) noch zulässig wäre; es knickt nämlich infolge vorhandener kleiner Unebenheiten sowie unter Umständen auch durch unvorteilhafte Befestigung, im allgemeinen bereits bei geringeren Schubkräften aus. Die Größe dieses Fehlers läßt sich naturgemäß nur von Fall zu Fall bestimmen, wozu gegebenenfalls besondere Versuche angestellt werden müssen. Sicher ist jedenfalls, daß es zwecklos wäre, p_{ko} mit größerer Genauigkeit zu ermitteln als bei den vorliegenden Versuchen, da das wirkliche Knicken oft schon bei Belastungen einsetzt, die 20 und sogar 40 vH unter dem theoretischen Wert p_{ko} liegen.

8. Die relative Verschiebung δ_r .

Endlich soll noch für das ungeknickte Blech die Verschiebung ermittelt werden. Aus der Schubkraft P und der

Zahlentafel 3.

D	s	a ₀	b = 70	b = 90	b = 110	b = 175	b = 215
mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
62	0,42	76	1260		1130		
	0,52	85	1720	1600	1530		
	0,615	92,5			2220	1500	
	0,8	104			3040		
72	0,42	81,3			900		
	0,52	90,7			1520		
	0,8	111,5			3200		
					4000		
82	0,42	86,3			760		
	0,52	96,5			1600	(1000)	1400
							1500
	0,615	105				1700	
	0,82	118,5			3720	(1700)	

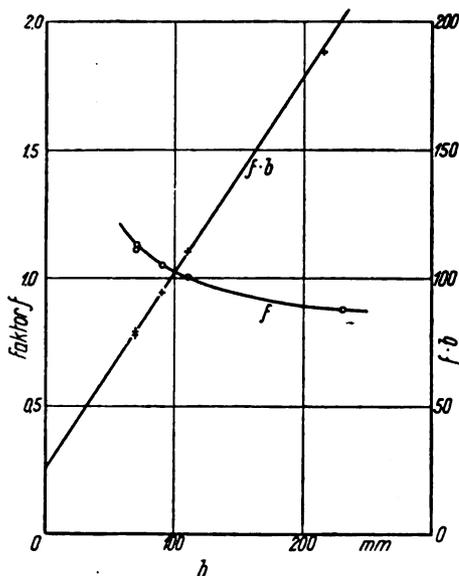


Abb. 16. Korrekturfaktor f in Abhängigkeit von der Blechbreite b .

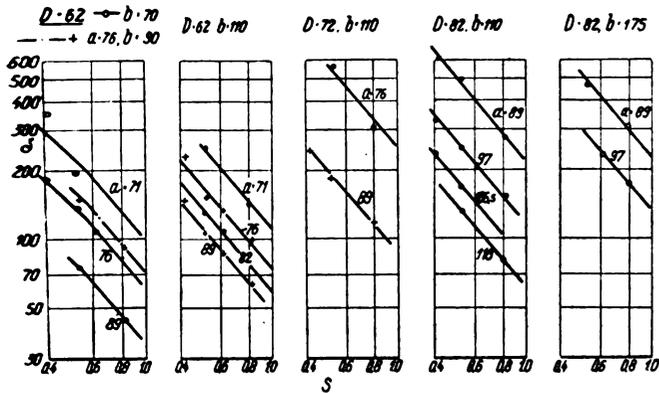


Abb. 17. Verschiebung δ bei 1 kg Schubkraft in Abhängigkeit von der Blechstärke s (log. Maßstab).

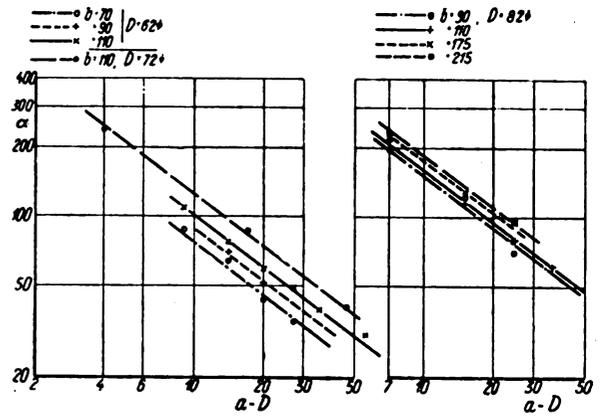


Abb. 18. Koeffizient α in Abhängigkeit vom Zwischenraum $(a-D)$ zwischen den Bördelungen.

Verschiebung v errechnet sich die Verschiebung der Bleche bei 1 kg Zugkraft zu $\delta_L = \frac{v}{P}$. Dabei werden für P und v am einfachsten die Werte beim Ausknicken: P_k und v_k (Zahlentafel 1) eingesetzt: $\delta_L = \frac{v_k}{P_k}$. Für Bleche von der Länge $L \cong 1192$ mm (Regellänge) sei an δ_L der Index L fortgelassen. Für diese gilt

$$\delta = \frac{v_k}{P_k} \left[\frac{\text{mm}}{\text{kg}} \right], \text{ bzw. } = 10^6 \frac{v_k}{P_k} \left[\frac{\mu}{t} \right].$$

Der Einfluß der Bördelhöhe, die ja bekanntlich mit Hilfe des Lochdurchmessers d (Abb. 6) verändert werden kann, ist geringfügig. Bei einem Blech von den Abmessungen

$$L = 1690 \text{ mm}, \quad b = 110 \text{ mm}, \quad s = 0,515 \text{ mm}, \\ D = 72 \text{ Dmr}, \quad a = 90 \text{ mm}, \quad r = 80 \text{ mm}$$

(s. Blech 43 bis 45) schwankte δ_L zwischen 127 und 133 mm, wenn d von 62,2 bis 65,45 Dmr. wuchs, und die Bördelhöhe, die ja $\sim 0,5 (D-d)$ ist, von $\sim 4,9$ auf $\sim 3,275$ mm abnahm. Die Erklärung für diesen geringfügigen Einfluß liegt darin, daß das gebördelte Loch im Vergleich zum ungeschwächten Blech sehr leicht in Richtung der Blechebene verformbar ist (s. Abb. 9, die deutlich zeigt, wie schwach das gebördelte Loch gegenüber dem Blech ist). Maßgebend für die Verschiebung ist also fast nur der ebene Teil des Bleches.

Die Verschiebung v ist bekanntlich für ein glattes Blech der Blechstärke s umgekehrt proportional: $v = \frac{P \cdot b}{G \cdot L \cdot s}$

(Gl. (1)). Dann muß auch δ für glatte, ungeschwächte Bleche umgekehrt proportional s sein. Für die untersuchten Bleche mit randgebördelten Löchern ergab sich aber, daß δ nicht umgekehrt proportional s war, sondern noch einen Exponenten β erhalten mußte:

$$\delta = \frac{\alpha}{s^\beta}$$

Durch Aufzeichnungen in logarithmischen Koordinaten ergab sich, wie Abb. 17 zeigt, $\beta = 1,2$ für jede untersuchte Blechbreite b , für jeden Bördelungsdurchmesser D und für jeden Lochabstand a , während α naturgemäß von diesen drei Größen abhängig ist. Zur Bestimmung von α wurden die ermittelten δ -Werte mit $s^{1,2}$ multipliziert:

$$\alpha = \delta \cdot s^{1,2} = \delta \cdot s^{1,2}$$

Bei der Ermittlung des Einflusses von a auf α ist vor allem der Zwischenraum zwischen den Bördelungen: $(a-D)$ maßgebend. Je größer der tragende Zwischenraum ist, desto kleiner wird die Verschiebung. Die Vermutung, daß die Verschiebung umgekehrt proportional $(a-D)$ sei, trifft nicht zu, es muß vielmehr $(a-D)$ noch mit einem Exponenten γ versehen werden:

$$\alpha = \frac{\epsilon}{(a-D)^\gamma}$$

Durch logarithmische Aufzeichnung (Abb. 18) ergab sich

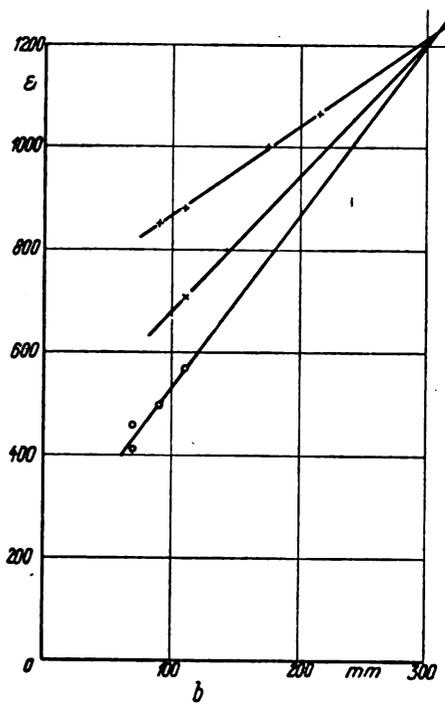


Abb. 19. Faktor ϵ in Abhängigkeit von der Blechbreite b .

$\gamma = 0,75$. ϵ hängt dann noch von b und D ab. Es läßt sich ermitteln aus

$$\epsilon = \alpha \cdot (a-D)^\gamma = \alpha \cdot (a-D)^{0,75}$$

Wie Abb. 19 zeigt, wächst ϵ mit b linear. Der Schnittpunkt der beiden Geraden für $D = 62$ Dmr. und $D = 82$ Dmr. mit den Koordinaten $b = 310$ mm und $\epsilon = 1230$ sei als gemeinsamer Schnittpunkt aller Geraden $D = \text{const}$ angenommen, so daß die Gleichungen für ϵ die Form erhalten:

$$\epsilon = 1230 - \lambda (310 - b),$$

worin λ nur noch von D abhängt.

Der lineare Verlauf von $\epsilon = f(b)$ und damit auch von $\delta = f(b)$ erklärt sich daraus, daß bei gleicher Belastung der Mittelstreifen an sonst gleichen Blechen verschiedener Breite ungefähr gleichartig verformt wird, und für die beiden ebenen Randstreifen eine zusätzliche Verschiebung proportional der Breite dieser Randstreifen auftritt. Die Gesamtverschiebung wächst dann natürlich linear mit b .

Von der Steigung λ der Geraden ϵ in Abb. 19 sei angenommen, daß sie sich in Abhängigkeit von D linear ändert. Aus Abb. 20 ergibt sich dann $\lambda = 8,35 - 0,081 D$.

Durch Einsetzen der gefundenen Werte α , β , γ , ϵ und λ ergibt sich:

$$\delta = \frac{1230 - (310 - b) \cdot (8,35 - 0,081 D)}{(a-D)^{0,75} \cdot s^{1,2}}$$

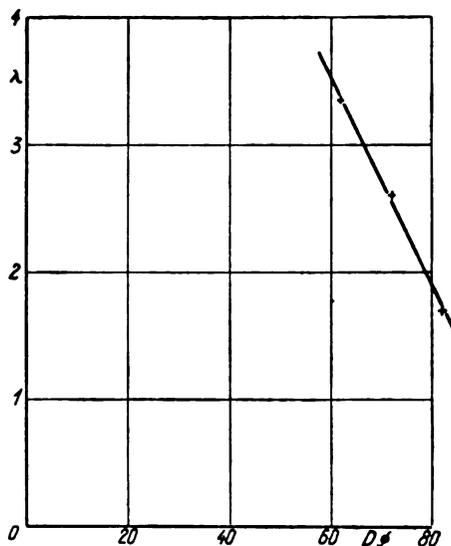


Abb. 20. Steigung λ der Geraden in Abb. 19 in Abhängigkeit vom Bördelungsdurchmesser D .

Werden die Bleche statt mit 1 kg auf die Länge $2L = 2 \cdot 1192 = 2384$ mm mit 1 kg/mm Blechlänge belastet, so ergibt sich die relative Verschiebung δ_1 , die $2L$ -mal so groß ist wie δ . $\delta_1 = 2L \cdot \delta_L = 2384 \cdot \delta$, wenn δ in $\frac{\text{mm}}{\text{kg}}$ gemessen wird, bzw.

$$\delta_1 = 2384 \cdot 10^{-6} \cdot \delta,$$

wenn δ in $\frac{\mu}{t}$ und δ_1 in $\text{mm} \cdot \frac{\text{mm}}{\text{kg}}$ gemessen wird. Damit ergibt sich endlich:

$$\delta_1 = 2384 \cdot 10^{-6} \cdot 0,081 \cdot \frac{1230 - (310 - b) \cdot (8,35 - D)}{a - D^{0,75} \cdot s^{1,2}}$$

$$\delta_1 = 1,89 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{15200 - (310 - b) \cdot (103 - D)}{(a - D)^{0,75} \cdot s^{1,2}} \dots (8)$$

Um die Übereinstimmung der nach Gl. (8) errechneten Werte mit den Versuchsergebnissen zu zeigen, ist in Zahlentafel 1 neben dem ermittelten Wert δ_1 jeweils der errechnete Wert angegeben. Da Gl. (8) rein versuchsmäßig gefunden wurde, gilt sie ebenso wie Gl. (4) und Gl. (7) mit Sicherheit nur im untersuchten Bereich, während weit außerhalb desselben größere Fehler auftreten können.

Damit sind für Bleche mit randgebördelten Löchern auf der Mittellinie alle bemerkenswert erscheinenden Werte bei Schubbeanspruchungen ermittelt.

9. Vergleich mit ungebördelten und ungelochten Blechen.

Zur Klärung der Frage, ob die Löcher zu bördeln sind oder nicht, und um zu sehen, wieviel durch die Bördelung gewonnen wird, wurde ein Blech zunächst ungebördelt und dann gebördelt untersucht (Zahlent. 1, Blech 73).

Das ungebördelte Blech knickte bereits bei einer Schubkraft $P_k = 720$ kg; die bezogene Verschiebung betrug $\delta = 34 \frac{\mu}{t}$. Bei Randbördelung auf $D = 52$ Dmr. erhöhte sich die Knicklast auf 1240 kg, d. h. um 72 vH. Allerdings erhöhte sich auch δ auf $45 \frac{\mu}{t}$, d. h. um 32,5 vH. Bei sonst gleichen Blechen mit noch größeren Löchern: $d = 62,2$ Dmr. (Zahlentafel 1, Blech 45), die ungebördelt naturgemäß noch geringere Knickwerte haben müssen als Blech 73, wurde sogar eine Knicklast von $P_k = 2300$ kg erzielt; allerdings war $\delta = 130 \frac{\mu}{t}$, also erheblich größer. Damit dürfte der Wert der Bördelung für die Erhöhung der Schubknicklast eindeutig gezeigt sein. Die größere bezogene Verschiebung δ des gebördelten Bleches gegenüber dem ungebördelten

erklärt sich daraus, daß der ebene Teil, der ja vor allem die Schubkräfte aufnimmt, durch das Bördeln kleiner wird.

Endlich wurden dann noch einige ungelochte Bleche untersucht, und die gefundene Knicklast mit der nach Southwell und Skan [6] errechneten verglichen. Zahlentafel 1, Blech 74 bis 78, zeigt die gute Übereinstimmung zwischen den beiden Werten. Daraus darf aber geschlossen werden, daß auch für die gebördelten Bleche die gefundenen Werte gut mit den theoretischen übereinstimmen.

Um zu ermitteln, ob und in welchem Maße ein gebördeltes Blech knickfester sein kann als ein ungeschwächtes, glattes, wurde in Zahlentafel 1 für jede Spalte außer a_0 (Gl. (4)) und p_{k0} (Gl. (7)) der Wert p_{ku} des ungeschwächten Bleches (Gl. (2)) angegeben. Dabei ergab sich, daß besonders für dünne, breite Bleche, die ungelocht ja nur eine sehr geringe Schubknickbelastung p_{ku} haben, diese durch die versteifende Wirkung der randgebördelten Löcher auf ein Vielfaches erhöht wird, während bei stärkeren und schmalen Blechen, die an sich sehr biegungssteif sind, durch die höhere Beanspruchung infolge Verringerung der tragenden, ebenen Fläche eine Schwächung auftritt. Ob eine Versteifung oder eine Schwächung eintritt, muß naturgemäß von Fall zu Fall durch Vergleich von p_{k0} mit p_{ku} festgestellt werden.

10. Zusammenfassung.

Das Verhalten von Duralblechstreifen mit randgebördelten Löchern auf der Mittellinie bei Schubbeanspruchung wurde untersucht. Diese knicken ebenso wie ebene Bleche bei einer bestimmten Belastung aus. Für jede Blechbreite, Blechstärke und Bördelungsform ergab sich ein günstigster Lochabstand a_0 (Gl. (4)) und eine zugehörige Schubknickbelastung p_{k0} (Gl. (7)). Der Vergleich mit ungebördelten Blechen zeigte, daß die Schubknickbelastung durch die Bördelung erheblich erhöht wird, während die Verschiebung etwas zunimmt. Für dünne und breite Bleche wurde die Knickbelastung durch die versteifende Wirkung der Bördelung sogar erheblich größer als die des ungeschwächten Bleches. Endlich wurde auch die Verschiebung δ_1 bei der Belastung von 1 kg/mm ermittelt (Gl. (8)). δ_1 ist beim gebördelten Blech erheblich größer als beim ungeschwächten und etwas größer als beim ungebördelten Blech. Oberhalb der Knickbelastung sind nur Bleche beanspruchbar, bei denen z. B. durch besondere Querversteifungen eine Möglichkeit besteht, die Kraftkomponente K senkrecht zur Schubrichtung aufzunehmen. Das Schubverschiebungsdiagramm (Abb. 8) stellt oberhalb der Knicklast im wesentlichen ein Zugdehnungsdiagramm dar. Die angegebenen Formeln für a_0 , p_{k0} und δ_1 sind rein versuchsmäßig ermittelt und können infolgedessen weit außerhalb des untersuchten Bereiches stark fehlerhaft werden.

11. Schrifttum.

- [1] G. H. Bryan: On the Stability of a Plate under Thrusts in its own Plane, with Applications to the «Buckling» of the Sides of a Ship; Proc. of the London Math. Soc. Bd. 22 (1891), S. 54.
- [2] W. E. Lilly: Web Stresses in Plate Girders and Columns; Engineering, 1. Febr. 1907, S. 136/139.
- [3] W. E. Lilly: The Design of Struts; Engineering Bd. 85 (1908), S. 37/40.
- [4] S. Timoschenko: Über die Stabilität versteifter Platten; Der Eisenbau, Bd. 12 (1924), S. 147/163.
- [5] W. Ritz: Über eine Methode zur Lösung gewisser Variationsprobleme der mathematischen Physik; Journal f. d. reine und angew. Mathematik Bd. 135, S. 1 (s. auch seine gesammelten Werke, Paris 1911).
- [6] R. V. Southwell, Skan, W. Sylvia: On the Stability under Shearing Forces of a Flat Elastic Strip; Proc. Roy. Soc. Series A, Bd. 105.
- [7] E. G. Coker: Optical Determination of the Variation of Stresses in a Thin Rectangular Plate Subjected to Shear; Proc. Roy. Soc., Series A, Bd. 86 (1911), S. 291/319.

- [8] Fr. Bollenrath: Ausbeulerscheinungen an ebenen, auf Schub beanspruchten Platten. Lufo Bd. 6 (1930), S. 1/17.
- [9] J. Mathar: Beitrag zur Schubsteifigkeit und Knickfestigkeit von gelochten dünnen Platten; Abhdlg. a. d. Aerodyn. Inst. d. T. H. Aachen, Heft 10.
- [10] E. Seydel: Beitrag zur Frage des Ausbeulens von versteiften Platten bei Schubbeanspruchung; Lufo Bd. 8, Heft 3.
- [11] C. Schmieden: Das Ausknicken versteifter Bleche unter Schubbeanspruchung; ZFM Bd. 21 (1930), S. 61.
- [12] St. Bergmann, H. Reißner: Über die Knickung von Wellblechstreifen bei Schubbeanspruchung; ZFM Jahrg. 20 (1929), S. 475 und ZFM Bd. 21 (1930).
- [13] J. Jennissen: Über Wellblech bei Schubbeanspruchung; Diss. Aachen 1931; Unveröffentlicht.
- [14] M. Hirota: Über den Spannungszustand in einem durchlochtem Streifen; Diss. Aachen 1931.

Modellmessungen über die zweckmäßigste Ausbildung der Sitzausschnitte in offenen Flugzeugen.

Bericht aus dem Aerodynamischen Institut der Technischen Hochschule Aachen.

Die Aufgabe der vorliegenden Untersuchung war, bei Flugzeugrümpfen verschiedener Form eine zweckmäßige Ausbildung des Sitzausschnittes für den hinter dem Führer angeordneten Beobachter zu finden, derart, daß er weitgehend gegen den Fahrtwind geschützt ist und so möglichst ungestört arbeiten kann, daß aber andererseits durch die Sitzanordnung nicht zu viel zusätzlicher Widerstand verursacht wird.

Gliederung.

- I. Einleitung.
- II. Untersuchte Rumpfformen und Sitzanordnungen.
- III. Durchführung der Messungen.
- IV. Ergebnisse der Messungen.
- V. Bestimmung von c_w für Rumpfstufen.

I. Einleitung.

Man erreicht den Schutz des Beobachters gegen Fahrtwind in einfacher Weise, wenn man ihn in einem Totwassergebiet unterbringt, also etwa hinter einer Windschutzscheibe, einem Vorsprung des Rumpfes u. dgl. Dies ist naturgemäß mit einer Erhöhung des Rumpfwiderstandes verknüpft. Für hohe Reynoldsche Zahlen ist ungefähr bekannt, wie sich das Totwassergebiet für ebene Probleme ausbildet. Hinter dem abschirmenden Körper entsteht, wie in Abb. 1 angedeutet, ein Totwasserkegel mit einem Seitenwinkel von ungefähr 1:7; zu beiden Seiten hiervon bildet sich ein nach hinten in seiner Breite zunehmendes Mischungsgebiet zwischen Totwasser und ungestörter Strömung.

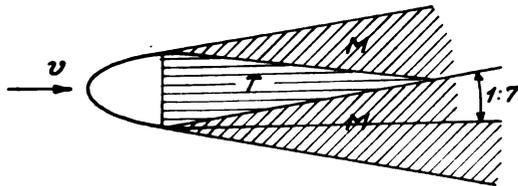


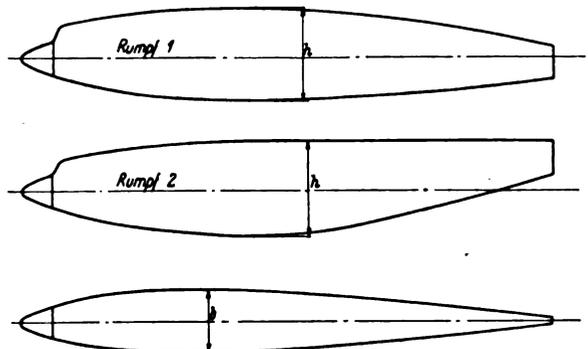
Abb. 1.

Für räumliche Verhältnisse ist diese Frage noch nicht untersucht; die Ausbildung des Totwassers ist sicher abhängig von der Form des abschirmenden Körpers und immer so, daß sich hinter ihm praktisch auf eine Länge von der 1½- bis 2fachen Breite des Schirmes ein Gebiet mit ruhender Luft befindet.

II. Untersuchte Rumpfformen und Sitzanordnungen.

Es wurde die Untersuchung an Modellen von drei Haupt-rumpfformen (Abb. 2 und 3) vorgenommen. Rumpf 1 (Abb. 4) ist in seiner Seitenansicht nahezu symmetrisch und kommt so von den untersuchten Rumpfen der idealen Rumpfform am nächsten. Um bei der Landung auf dem Boden einen großen Anstellwinkel zu erreichen, wird vielfach die Unterkante des Rumpfes hinten hochgezogen. Zur einfacheren Herstellung läßt man dann die Rumpfoberkante gerade durchlaufen und erhält so Rumpf 2 (Abb. 5). Bei manchen Maschinen wird dagegen aus anderen Gründen, z. B. Sicht für Beobachter, der Rumpf nach hinten stark abfallend gebaut, Rumpf 3a (Abb. 6).

Von diesen 3 Rumpfformen wurde Rumpf 1 mit verschiedenen Sitzausschnitten und Verkleidungen gemessen und zwar einmal vollständig geschlossen ohne Ausschnitte, dann mit normalen Sitzausschnitten, mit nach hinten schräg aufsteigenden Beobachtersitzausschnitten und mit aufgesetzter Verkleidung für Führer- und Beobachtersitz und für Führersitz alleine (Abb. 7 bis 12). Rumpf 2 wurde ohne Ausschnitte und mit normalen Sitzausschnitten untersucht (Abb. 5). Bei Rumpf 3 sollte festgestellt werden, ob



Grundriß Rumpf 1-3

Abb. 2. Untersuchte Rumpfformen 1-2.

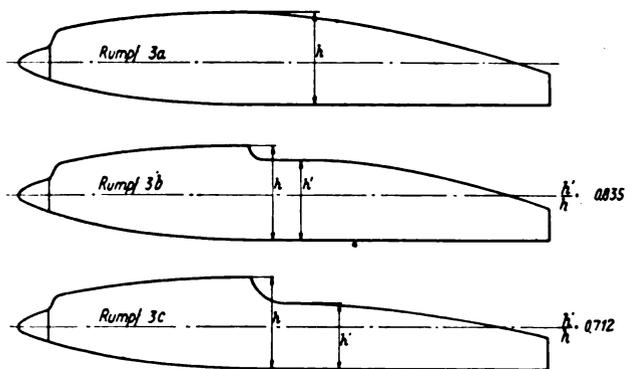


Abb. 3. Untersuchte Rumpfformen 3a-3c.

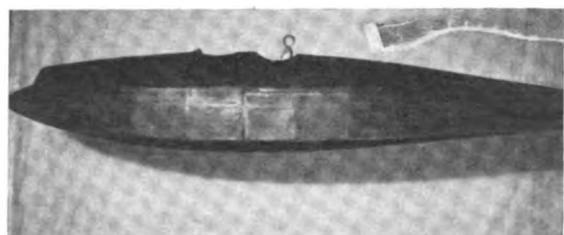


Abb. 4. Rumpf 1 mit normalen Sitzausschnitten und eingesetztem Beobachter.

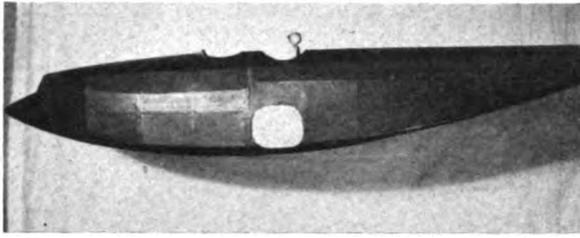


Abb. 5. Rumpf 2 mit normalen Sitzausschnitten und eingesetztem Beobachter.



Abb. 6. Rumpf 3 a (ohne Stufe) mit normalen Sitzausschnitten.

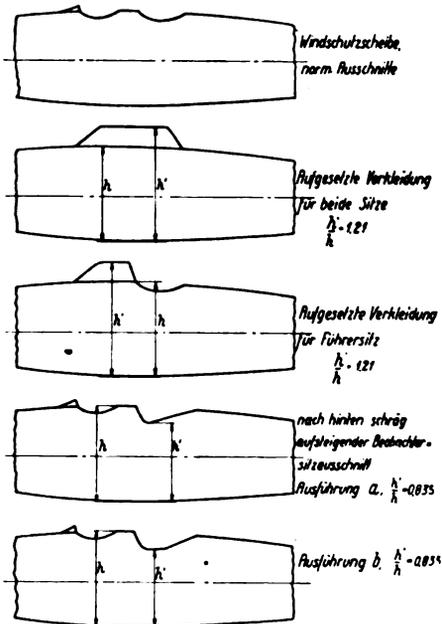


Abb. 7. Rumpf 1, verschiedene Sitzanordnungen.

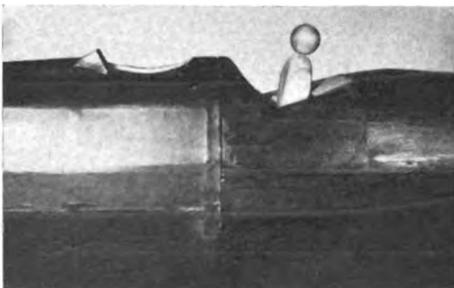


Abb. 8. Rumpf 1 mit nach hinten schräg aufsteigendem Beobachtersitzausschnitt und mit eingesetztem Beobachter. Ausführung a.

durch eine stufenartige Ausbildung des Rumpfes am Beobachtersitz eine hinsichtlich Luftwiderstand und Windschutz günstige Anordnung des Beobachters zu erreichen ist. Der Rumpf wurde deshalb einmal ganz ohne Stufe (Rumpf 3a), dann mit kleiner (Rumpf 3b) und schließlich mit großer Stufe (Rumpf 3c) ausgeführt (Abb. 3, 6, 13 und 14). Diese drei Bauarten wurden wiederum ohne und mit Sitzausschnitten gemessen.



Abb. 9. Rumpf 1 wie in Abb. 8. Ausführung b.

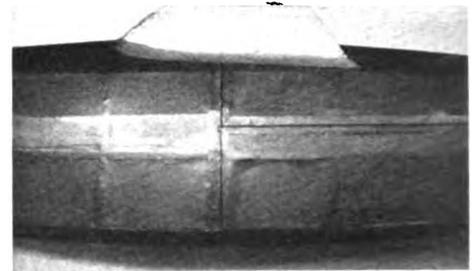


Abb. 10. Rumpf 1 mit aufgesetzter Verkleidung für Führer- und Beobachtersitz.

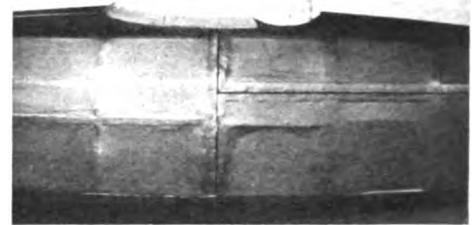


Abb. 11. Rumpf 1 mit aufgesetzter Verkleidung für Führersitz. Beobachtersitzausschnitt a. mit eingesetztem Beobachter.

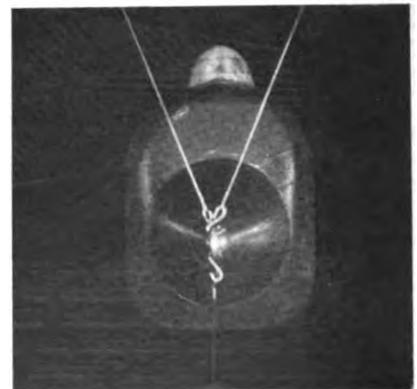


Abb. 12. Rumpf 1 mit aufgesetzter Verkleidung in Ansicht von vorne.

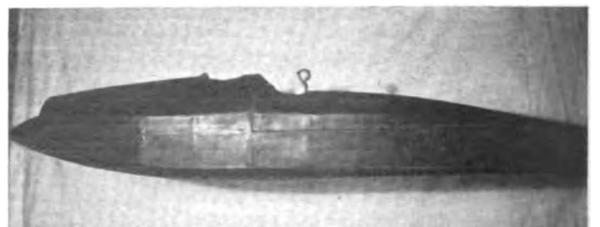


Abb. 13. Rumpf 3b (kleine Stufe) mit normalen Sitzausschnitten und eingesetztem Beobachter.

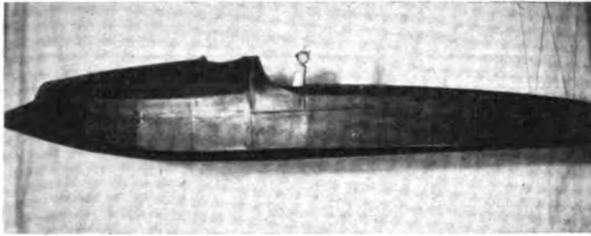


Abb. 14. Rumpf 3c (große Stufe) mit normalen Sitzausschnitten und eingesetztem Beobachter.

Bei allen Rümpfen wurde der Luftwiderstand der Modelle mit und ohne Beobachterfigur festgestellt; dazu diente eine kleine Holzattrappe, die den Beobachter darstellen sollte und in den Sitzausschnitt eingesetzt wurde. Bei den Rümpfen 1, 2 und 3a ragte die Figur gleich weit heraus und zwar noch ungefähr mit den Schultern außerhalb des Rumpfes, um eine ausreichende Arbeitsmöglichkeit für den Beobachter zu erhalten (Abb. 4 und 5). Bei Rumpf 3b und 3c konnte der Beobachter noch weiter herausstehen, da er infolge der Stufen besser gegen den Fahrtwind abgeschirmt war (Abb. 13 und 14).

III. Durchführung der Messungen.

Die Messungen wurden durchgeführt im großen Windkanal des Aerodynamischen Instituts der Technischen Hochschule Aachen. Die Modelle wurden im Meßraum des Kanals an dünnen Stahldrähten frei beweglich aufgehängt, der Luftwiderstand auf dem üblichen Wege mittels Meßdose und Alkohol-Manometer bestimmt. Der Widerstand der Aufhängung wurde besonders gemessen und abgezogen. Die der Auswertung zugrundegelegte Widerstandsbestimmung erfolgte bei einer Anblasegeschwindigkeit $v = 30$ m/s; dies entspricht einem Staudruck $q = 56,25$ kg/m². Zur Kontrolle wurde jedesmal auch bei $v = 25$ und $v = 35$ m/s gemessen. Aus dem durch den Versuch bestimmten Widerstande in kg erhält man in bekannter Weise, indem man durch den Staudruck dividiert, die Widerstandsfläche f_w in m² und hieraus wieder durch Division mit der Bezugsfläche des Modells seinen Widerstandsbeiwert c_w . Als Bezugsfläche wurde, wie es bei Rümpfen allgemein gebräuchlich ist, die Fläche des Hauptspantes gewählt. Diese Bestimmung des Widerstandsbeiwertes c_w geschah für alle Rumpf- und Sitzanordnungen bei einem Anstellwinkel

α von 0°, +10° und -10°; teilweise außerdem noch für $\alpha = +5°$ und $-5°$.

Neben der Bestimmung des Luftwiderstandes erfolgte bei den fünf Rümpfen in geschlossener Ausführung, also ohne Sitzausschnitte, eine Messung der Geschwindigkeits- bzw. Druckverteilung an den Stellen, wo das Leitwerk angebracht werden würde. Hierdurch läßt sich ein Überblick gewinnen, in welcher Höhe das Leitwerk, vornehmlich Seitenleitwerk, am wirksamsten ist. Die Lage der Meßstellen kann man aus den Angaben auf den Abb. 20 bis 24 erkennen. Ausgegangen wurde bei jedem Rumpf und bei jedem Anstellwinkel von der halben Höhe der hinteren Rumpfschneide. Eine Meßstellenreihe befand sich in dieser Höhe, eine andere im Abstände $0,31 h$ darunter, zwei weitere darüber, jedesmal um $0,31 h$ höher. Dies entsprach der

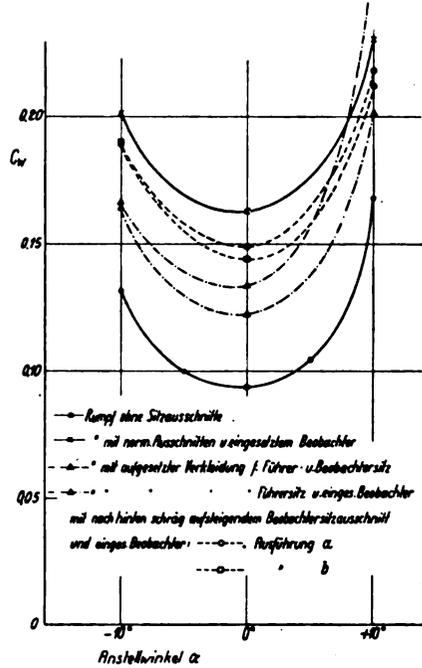


Abb. 16. Rumpf 1 mit verschiedenen Sitzanordnungen. c_w in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α .

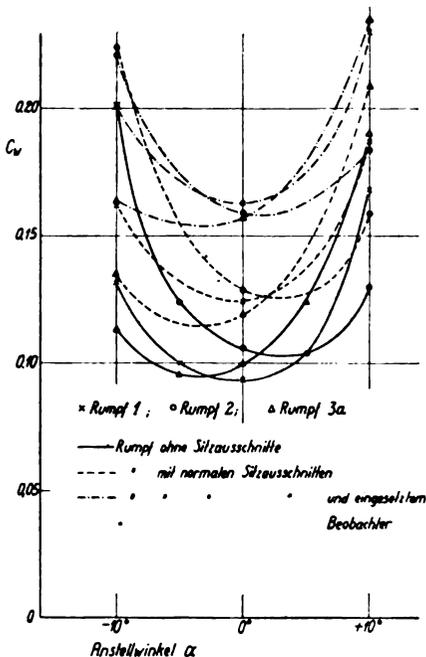


Abb. 15. Rumpf 1, 2 und 3. c_w in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α .

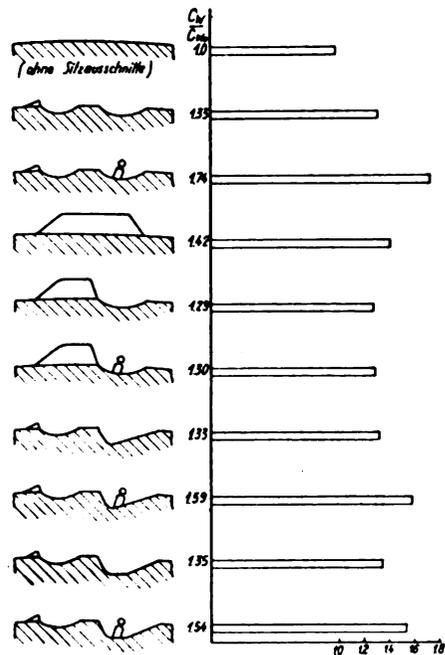


Abb. 17. Einfluß der Sitzanordnung bei Rumpf 1 bei $\alpha = 0°$. c_{w_0} = Widerstandsbeiwert des Rumpfes ohne Sitzausschnitte (= 1,0 gesetzt). c_w = Widerstandsbeiwert des Rumpfes mit verschiedenen Sitzanordnungen.

Abb. 20.
Druckverteilung hinter
Rumpf 1.

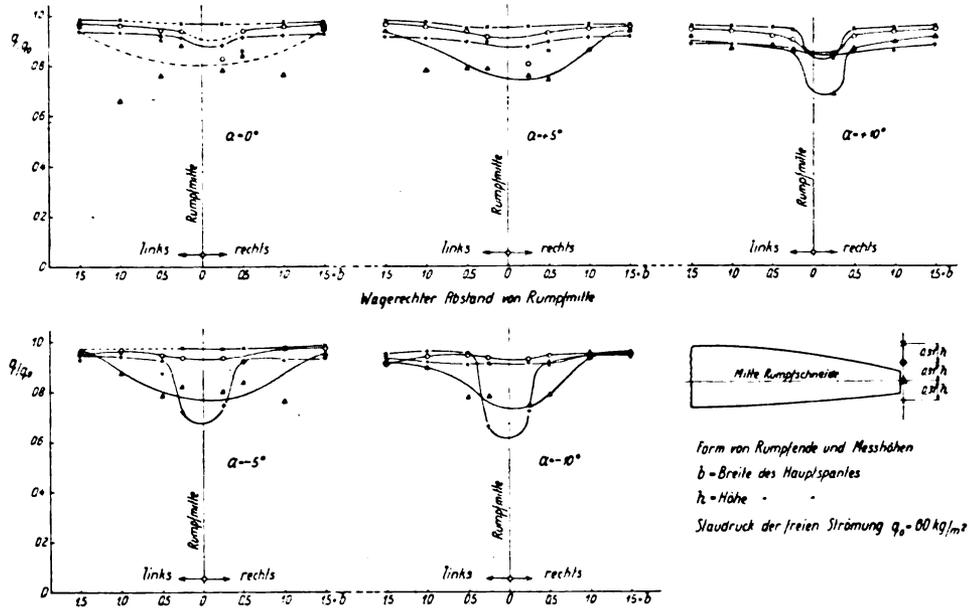


Abb. 21.
Druckverteilung hinter
Rumpf 2.

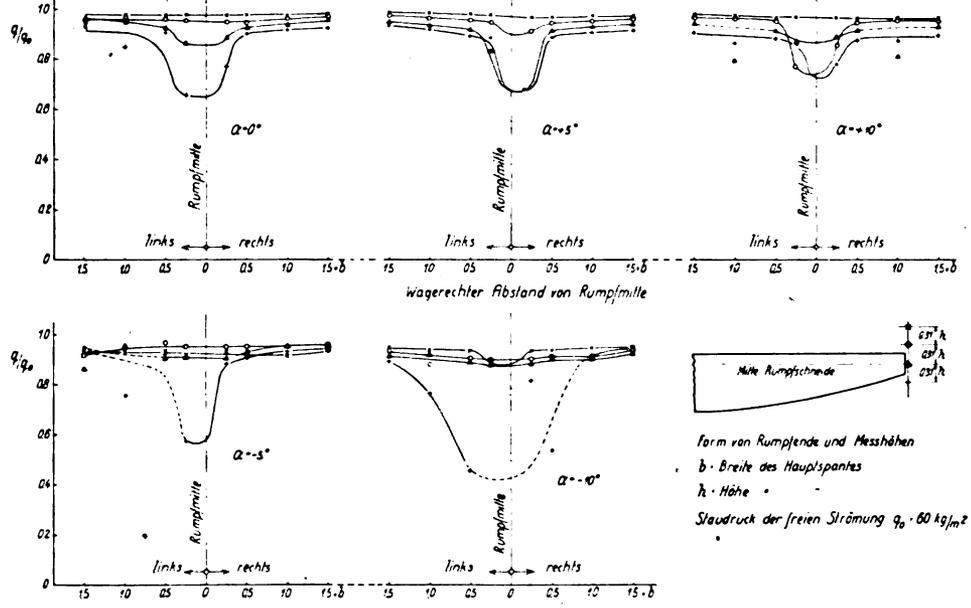
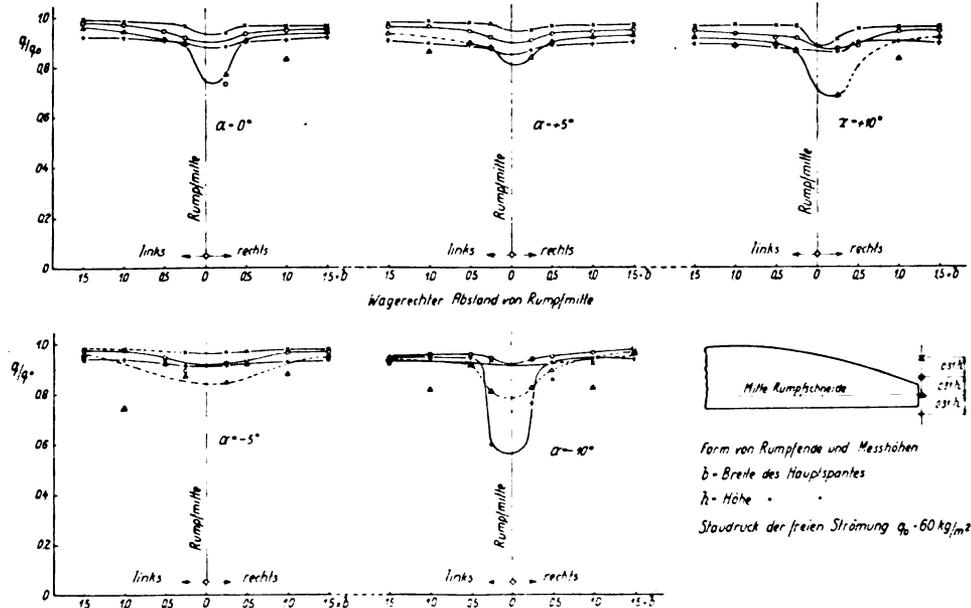


Abb. 22.
Druckverteilung hinter
Rumpf 3a.



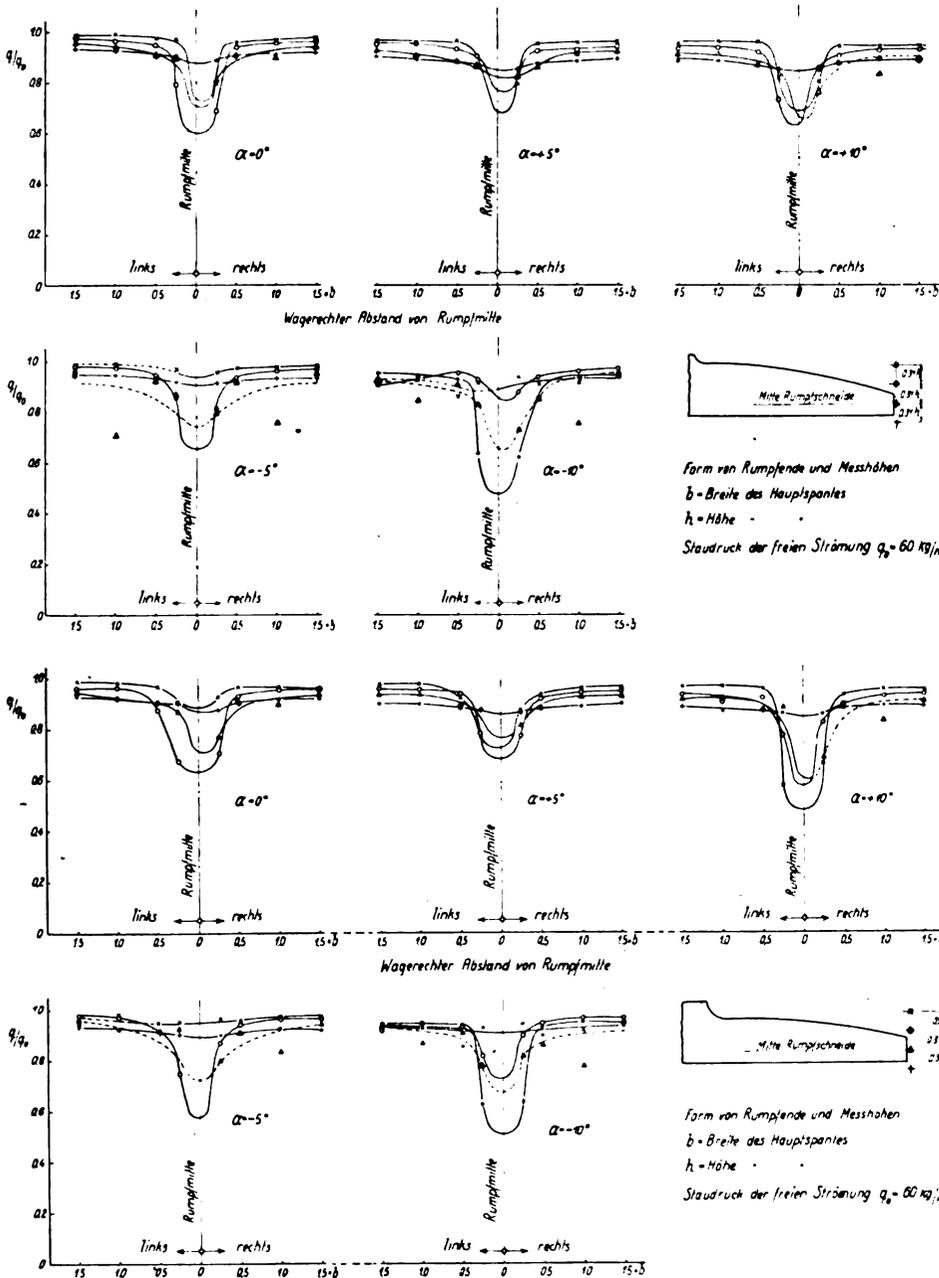


Abb. 23. Druckverteilung hinter Rumpf 3b.

Abb. 24. Druckverteilung hinter Rumpf 3c.

mit normalen Sitzausschnitten und eingesetzter Beobachterfigur. Rumpf 1 besitzt, wie es auch zu erwarten war, den kleinsten Widerstand und zwar infolge seiner nahezu symmetrischen Form bei $\alpha = 0^\circ$. Bei dem hochgezogenen Rumpfe 2 liegt der kleinste Wert von c_{w0} bei einem Anstellwinkel $\alpha > 0^\circ$; umgekehrt bei dem nach hinten abfallenden Rumpfe 3 bei $\alpha < 0^\circ$. Die Erhöhung des Rumpfwiderstandes durch Anbringung der Ausschnitte und der Beobachterfigur ist ebenfalls in Abb. 15 zu erkennen.

Den Einfluß verschiedener Sitzanordnungen auf den Widerstandsbeiwert c_{w0} von Rumpf 1 zeigen Abb. 16 und 17. In Abb. 17 sind die c_{w0} -Werte für verschiedene Ausführungen in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α eingetragen. Am günstigsten erscheinen die Rumpfe mit den aufgesetzten Verkleidungen, und zwar besitzt hiervon die Anordnung mit verkleidetem Führersitz und freiem Beobachtersitz den geringsten Widerstand. Hierbei ist außerdem der Beobachter gut abgeschirmt und dennoch hinsichtlich seiner Arbeitsmöglichkeit unbehindert untergebracht. Die aufgesetzten Verkleidungen sind dabei noch etwas zu ungünstig beurteilt, einmal da man bei ihrer Anwendung die Fläche des Hauptspanntes etwas verkleinern könnte, dann weil bei dieser Anordnung der Flugzeugführer selbst inner-

halb der Verkleidung sitzt, während er bei den anderen Rumpfen noch einen zusätzlichen Widerstand hervorrufen kann, der in diesen Versuchen nicht gemessen wurde. Eine wesentliche Verminderung des Luftwiderstandes gegenüber der normalen Sitzanordnung erzielt man auch, wie die Abbildung zeigt, bei Anwendung der nach hinten schräg aufsteigenden Sitzausschnitte. In Abb. 17 ist für den Anstellwinkel $\alpha = 0^\circ$ das Verhältnis des Widerstandsbeiwertes des Rumpfes mit Sitzanordnung zum Beiwert des geschlossenen Rumpfes, also ohne Sitzausschnitte, aufgetragen. Man ersieht so ohne weiteres die Zunahme von c_{w0} , die durch die verschiedenen Sitzanordnungen hervorgerufen wird.

Die Widerstandsbeiwerte aus Zahlentafel 3 sind in Abb. 18 und 19 dargestellt. Durch die Anbringung der Stufen in Rumpf 3 ergibt sich im allgemeinen eine Erhöhung des Widerstandes. Diese tritt bei den Messungen mit eingesetzter Beobachterfigur nicht so stark in Erscheinung wie bei den Messungen ohne Beobachter, da dieser durch die Stufen sehr weit abgeschirmt ist und infolgedessen weniger Widerstandserhöhung bringt als bei dem Rumpf ohne Stufe. Hierdurch ist unter Umständen und im Hinblick auf die bessere Unterbringung des Beobachters der Rumpf mit Stufe der Anordnung mit normalen Sitzausschnitten vorzu-

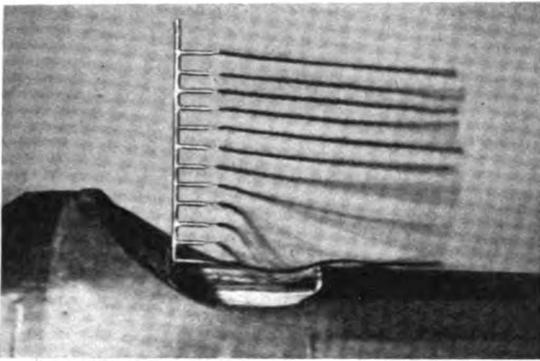


Abb. 25. Rumpf 3 b, Strömungsverlauf am Beobachtersitz. $\alpha = 0^\circ$.

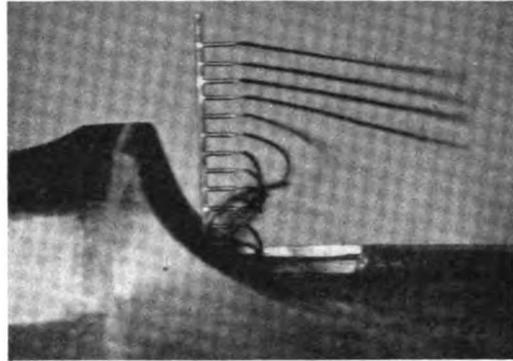


Abb. 28. Rumpf 3 c, Strömungsverlauf am Beobachtersitz. $\alpha = 0^\circ$.

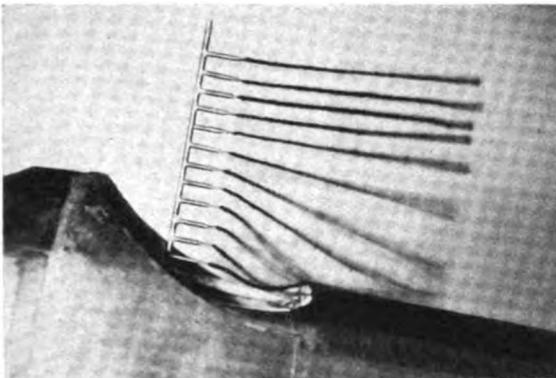


Abb. 26. Rumpf 3 b, Strömungsverlauf am Beobachtersitz. $\alpha = +10^\circ$.

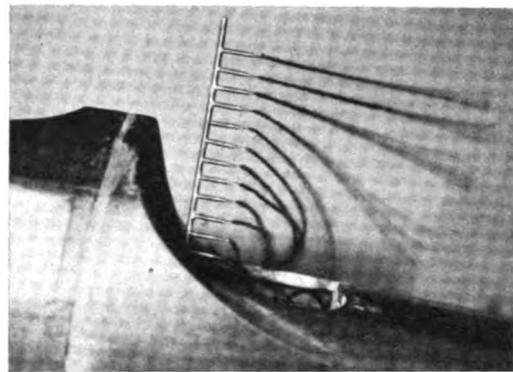


Abb. 29. Rumpf 3 c, Strömungsverlauf am Beobachtersitz. $\alpha = +10^\circ$.

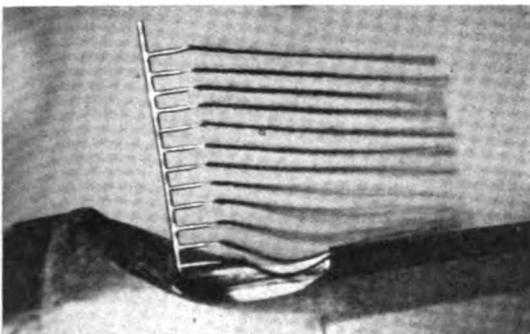


Abb. 27. Rumpf 3 b, Strömungsverlauf am Beobachtersitz. $\alpha = -10^\circ$.

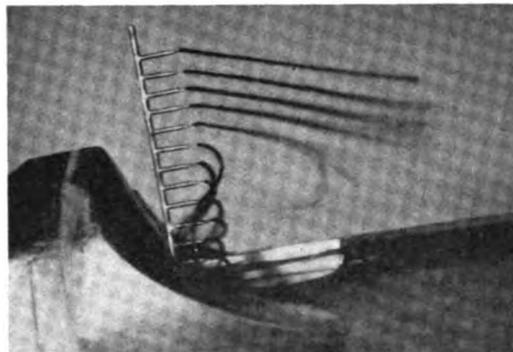


Abb. 30. Rumpf 3 c, Strömungsverlauf am Beobachtersitz. $\alpha = -10^\circ$.

ziehen. Abb. 19 enthält, ähnlich wie Abb. 17 für verschiedene Sitzanordnungen in Rumpf 1, das Verhältnis des Widerstandsbeiwertes des Rumpfes mit Sitzausschnitten und Stufe zu dem des geschlossenen Rumpfes 3a, also ohne Ausschnitte und Stufe für $\alpha = 0^\circ$.

In den Abb. 20 bis 24 sind die Ergebnisse der Geschwindigkeitsverteilungsmessungen an der Leitwerkeinbaustelle der Rumpfe 1, 2, 3a, b und c wiedergegeben. Aufgetragen ist das Verhältnis des an der Meßstelle vorhandenen Staudrucks zum Staudruck der ungestörten Strömung $q_0 = 60 \text{ kg/m}^2$. Der an den einzelnen Stellen gemessene Staudruck ist durchweg kleiner als der der freien Strömung. Es zeigt sich, daß sich die Störung der Luftströmung durch den Rumpf vorwiegend nach unten hin am stärksten auswirkt; einzelne Abweichungen hiervon sind aus den Kurven zu erkennen. Auf Grund dieser Messungen ergibt sich für das Seitenleitwerk, denn hierfür sind sie in erster Linie von Bedeutung, daß dieses möglichst hoch über dem Störungsgebiet angebracht werden muß. Bei den Druckverteilungskurven streuen stellenweise die Meßwerte sehr stark, hauptsächlich solche, die in halber Höhe der hinteren Rumpfschneide liegen; dies ist darauf zurückzuführen, daß am

Rumpffende, ungefähr in dieser Höhe eine profilierte Querstrebe zur Aufhängung des Modells angebracht war, wodurch die Strömung unter Umständen gestört werden konnte. Für diese Punkte sind in den Abbildungen die Druckkurven nur gestrichelt eingezeichnet.

Die Abb. 25 bis 30 geben den ungefähren Verlauf der Strömung am Beobachtersitzausschnitt der Rumpfe 3b (kleine Stufe) und 3c (große Stufe) wieder. Man kann, besonders bei der großen Stufe deutlich erkennen, wie der Beobachter in einem Gebiet ruhender Luft untergebracht ist, was für seine Arbeit eine wesentliche Erleichterung bedeutet.

V. Bestimmung von c_w für Rumpfstufen.

Zum Schlusse soll versucht werden, ob aus den Widerstandswerten der Rumpfe mit Stufe und des Rumpfes mit aufgesetzter Verkleidung, was ja auch einer stufenartigen Ausbildung entspricht, ein Widerstandsbeiwert für die Stufen allein bestimmt werden kann.

In Abb. 31 sei ein Rumpf mit aufgesetzter Stufe dargestellt. Die Fläche des Rumpfhauptspantes sei F , die der Stufe f . Die Widerstandsfläche von Rumpf + Stufe sei

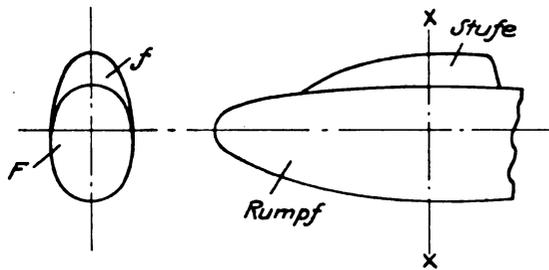


Abb. 31.

f_w , der Widerstandsbeiwert des entsprechenden Rumpfes ohne Stufe c_{w_0} , der Beiwert der Stufe $c_{w_{st}}$. Es ist nun:

$$f_w = F \cdot c_{w_0} + f \cdot c_{w_{st}}$$

$$c_{w_{st}} = \frac{f_w - F \cdot c_{w_0}}{f}$$

Nach dieser Gleichung kann man, da in den einzelnen Messungen die Werte f_w (Rümpfe mit Stufe) und c_{w_0} (Rümpfe ohne Stufe) bestimmt wurden, das $c_{w_{st}}$ berechnen. Es soll dies für 3 Fälle hier erfolgen:

Rumpf 3b:

Beim untersuchten Modell betrug $F = 2,74 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$
 $f = 0,51 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$

Aus den Messungen von Rumpf 3b ergab sich $f_w = 0,439 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$

Aus den Messungen von Rumpf 3a ergab sich $c_{w_0} = 0,119$

Mithin ist $c_{w_{st}} = \frac{0,439 - 2,74 \cdot 0,119}{0,51}$
 $c_{w_{st}} = 0,222$.

Rumpf 3c:

Beim untersuchten Modell betrug $F = 2,41 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$
 $f = 0,84 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$

Aus der Messung von Rumpf 3c ergab sich $f_w = 0,439 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$

Aus der Messung von Rumpf 3a ergab sich $c_{w_0} = 0,119$

Mithin ist $c_{w_{st}} = \frac{0,439 - 2,41 \cdot 0,119}{0,84}$
 $c_{w_{st}} = 0,181$.

Rumpf 1 mit aufgesetzter Verkleidung für Führersitz:

Beim untersuchten Modell betrug $F = 3,25 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$
 $f = 0,405 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$

Aus den Messungen von Rumpf 1 mit aufgesetzter Verkleidung ergab sich $f_w = 0,394 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$

Aus den Messungen von Rumpf 1 ohne aufgesetzte Verkleidung ergab sich $c_{w_0} = 0,0936$

Mithin ist $c_{w_{st}} = \frac{0,394 - 3,25 \cdot 0,0936}{0,405}$

$c_{w_{st}} = 0,221$.

Nach den oben berechneten Beispielen zeigt sich, daß roh ausgedrückt jeder stufenähnliche Kasten oder Aufbau, den man an einem Flugzeugrumpfe anbringt, einen zusätzlichen Widerstand hervorruft, der sich bestimmen läßt aus der Fläche des Aufbaues und einem Widerstandsbeiwert $c_{w_{st}}$, dessen Größe bei ähnlichen Verhältnissen wie oben 0,18 bis 0,22 beträgt.

Berichtigung.

In »Luftfahrtforschung« Bd. 11, Nr. 2 ist Abbildung 33 auf Seite 50 um 180° verkehrt eingesetzt. Die wohlherhal-

tene Sperrholzseite ist kunstharzfilmverleimt, die verrottete Seite dagegen ist kaseinverleimt.

LUFTFAHRT- FORSCHUNG

Mit Beiträgen der nachstehenden Institute:

Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, E.V., Berlin-Adlershof • Aerodynamische Versuchsanstalt beim Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung, Göttingen • Aerodynamisches Institut der Technischen Hochschule Aachen • Aerodynamisches Institut an der Technischen Hochschule Darmstadt • Institut für Aerodynamik und Flugtechnik der Technischen Hochschule Hannover • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Stuttgart • Forschungsinstitut für Kraftfahrwesen und Fahrzeugmotore an der Technischen Hochschule Stuttgart • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Berlin • Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug, Flugplatz Griesheim b. Darmstadt • Professor Dr.-Ing. Flügel u. a.

Herausgegeben von der
**Zentrale für technisch-wissenschaftliches Berichtswesen
über Luftfahrtforschung (ZWB)**



INHALT:

Schweißbarkeit von Stählen höherer Festigkeit nach den Erfahrungen des Flugzeugbaues, mit besonderer Berücksichtigung der Schweißbrissigkeit. Von J. Müller, Focke-Wulf Flugzeugbau A.-G., Bremen Seite 93

Untersuchung über den gegenseitigen Einfluß von Tragflügel und Körpern, die sich auf der Tragflügeldruckseite befinden. Von Hanns Müss Seite 103

VERLAG VON R. OLDENBOURG, MÜNCHEN-BERLIN

Luftf.-Forsch. BAND 11 | Nr. 4 • SEITE 93 BIS 116 | MÜNCHEN, 1. X. 1934

EINE WERTVOLLE ERGÄNZUNG
ZUR „LUFTFAHRT-FORSCHUNG“
STELLT DIE ZEITSCHRIFT

DEUTSCHE LUFTWACHT

AUSGABE: LUFTWISSEN

dar. Die Zeitschrift ist zu beziehen vom Verlag E. S. Mittler & Sohn, Berlin SW 68, vom Verlag R. Oldenbourg, München 1, sowie durch alle Buchhandlungen

PREIS DES JAHRGANGS

im Inland RM. 12.-

im Ausland RM. 18.-

Luftfahrt-Forschung

Jährlich erscheint ein Band (bestehend aus etwa 8 Hefen) zum Preise von RM. 16.—. Bestellungen können bei jeder Buchhandlung oder beim Verlag aufgegeben werden.

R. Oldenbourg · München 1 und Berlin

Verlangen Sie

unverbindlich ein Angebot über den günstigen Bezug von „Luftfahrt-Forschung“ Bd. 1—10. Preisermäßigung und Ratenzahlung bei Bezug aller Bände.

Veröffentlichungen des Forschungs-Institutes der Rhön-Rossitten-Gesellschaft e. V.

DK 629.135.1

Herausgeg. von Direktor Prof. Dr. Walter Georgii

Nr. 1: Jahrbuch 1926/27

44 Seiten, 46 Abbildungen. 4^o. 1928. M. 4.—

INHALT: 1. W. Georgii, Beitrag zum Stromfeld der Luft im Luv von Gebirgen. 2. A. Lippisch, Forschungsarbeiten mit neuartigen Flugzeugtypen. Windstromanlage des Forschungsinstitutes der R.R.G. 3. P. Raethjen, Zur Aerodynamik beschleunigter Flugzeugbewegungen. 4. H. Kott, Bestimmung der Vertikalgeschwindigkeit der Luft mit Hilfe von Flugzeugaufstiegen. 5. K. O. Lange, Windströmungen über dem Gelände der Wasserkuppe in der Rhön. — **Anhang:** 1. Ergebnisse aerologischer Flugzeugaufstiege in Darmstadt. Winter 1926/27. 2. Mittelwerte der meteorologischen Station des Forschungsinstitutes auf der Wasserkuppe in der Rhön.

Nr. 2: Jahrbuch 1928 und Abhandlungen

80 S., 93 Abb., 16 Zahlent. Lex.-8^o. 1929. Brosch. M. 7.20

INHALT: A. Lippisch, Messungsergebnisse gewölbter dicker Profile. A. Lippisch, Drachenversuche mit Rotor. A. Lippisch, Der Schleppzug. F. Höhndorf, Vermessung von Aufwindgeschwindigkeiten mit Hilfe des Segelflugzeuges. H. Koch, Graphische Analyse der Strömung im Luv einer Düne. H. Knott, Der Segelflug auf der Internat. Luftfahrtausst. in Berlin 1928. P. Raethjen, Kinematographische Flugvermessung — **Anhang:** Mittelwerte der meteorologischen Stationen der Rhön-Rossitten-Gesellschaft: Wasserkuppe / Rhön und „runder Berg“ / Rossitten

Nr. 3: Beobachtungsergebnisse aerologischer Flugzeugaufstiege in Darmstadt und auf der Wasserkuppe i. d. Rhön. Dez. 1927—Dez. 1928

37 Seiten, Lex.-8^o. 1929. Broschiert M. 4.50

R. OLDENBOURG, MÜNCHEN 1 UND BERLIN

Veröffentlichungen des Forschungs-Institutes der Rhön-Rossitten-Gesellschaft e. V.

DK 629.135.1

Herausgegeben von Direktor Dr. WALTER GEORGII

Prof. für Flugmeteorologie an der Techn. Hochschule Darmstadt

Nr. 4: Jahrbuch 1929 und Abhandlungen

Vorträge der I. Wissenschaftlichen Segelflugtagung

149 Seiten, 190 Abb., 5 Zahlentafeln. 4^o. 1931. Brosch. M. 13.50

INHALT: 1. Georgii, Entwicklung des Segelfluges während der vergangenen 10 Jahre. 2. Hoff, Einfluß des Segelflugzeugbaues auf den Motorflugzeugbau. 3. Holtmann, Erfahrungen der technischen Kommission während der Rhön-Wettbewerbe. 4. Dominicus, Der deutsche Flugsport. 5. Schlink, Über die Hochschulausbildung der Flugzeugingenieure. 6. Abrial, Les efforts français pour le vol sans moteur. 7. Knott, Segelflugbewegung in USA. 8. Kármán, Turbulenz und Segelflug. 9. Pröll, Zur Aerodynamik der Profile. 10. Lippisch, Das Nurfügelflugzeug. 11. Loew, Grundsätzliches zu dem Entwurf und Bau von Segelflugzeugen. 12. Schrenck, Die Spannweite als Maßstab für die Sinkgeschwindigkeit. Vorschlag zur Klasseneinteilung der Segelflugzeuge. 13. Magnan, Méthodes de mesure des variations rapides du vent. 14. Höhndorf, Untersuchungen über die atmosphärischen Grundlagen des Segelfluges. 15. Kronfeld, Die Methodik des Leistungs-Segelfluges. 16. Haarmann, Auswertung technischer Erfahrungen für die Weiterentwicklung der Segelflugzeuge. 17. Stamer, Gleit- und Segelflugschulung. 18. Hirth, Die Bedeutung des Segelfluges für den Motorflug.

Nr. 5: Jahrbuch 1930 und Abhandlungen

101 Seiten, 164 Abbildungen. 1932. Broschiert M. 10.—

INHALT: Jahres- und Tätigkeitsberichte des Instituts — Abhandlungen: Lippisch, Statische Stabilität des Pfeilflügels / Lippisch, Torsionsversuche mit Sperrholzrohren / Knott, Flügel-Untersuchungen mit Hilfe von Momentenmessungen / Schmuck, Kinematographisch registrierendes Bordgerät für aerodynamische Messungen / Lange, Über Vertikalbewegungen der Luft in der Atmosphäre / Schüttler und Viereck, Untersuchung der Vertikalbewegung in der freien Atmosphäre mit Hilfe aus dem Flugzeug gestarteter, im aerostatischen Gleichgewicht befindlicher Pilotballone / Vogel und Lorenz, Untersuchung der Vertikalbewegung in der freien Atmosphäre mit Hilfe aus dem Flugzeug gestarteter Schwebballone. — **Anhang:** Mittelwerte der meteorologischen Stationen des Forschungsinstitutes der R. R. G.

R. OLDENBOURG, MÜNCHEN 1 UND BERLIN

Schweißbarkeit von Stählen höherer Festigkeit nach den Erfahrungen des Flugzeugbaues, mit besonderer Berücksichtigung der Schweißrissigkeit.

Von J. Müller, Focke-Wulf Flugzeugbau A.-G., Bremen.

Die nachfolgenden Erörterungen beziehen sich, entsprechend der Praxis des Flugzeugbaues, nur auf die Gasschmelzschweißung bei dünnen Wandstärken, die im allgemeinen zwischen 0,5 und 3 mm liegen.

Gliederung.

- I. Entwicklung und Stand der Werkstoff-Frage betr. schweißbaren Stahl.
- II. Schweißrissigkeit.
 - a) Ursachen.
 1. Versuchsplan.
 2. Spannungen.
 - Grundlegende Versuche.
 - Einbrennprobe, Einspannschweißung.
 - T-Schweißprobe.
 - Mittelbare und unmittlere Schweißverformungen.
 3. Werkstoff-Fehler.
 - Metallographische Untersuchungen.
 - Chemische Untersuchungen.
 - b) Vermeidung und Prüfung der Schweißrissigkeit.
- III. Schweißhärte, Erscheinungsform und Schwierigkeiten.
 - a) Ursachen.
 - b) Prüfung und Vermeidung der Schweißhärte.
- IV. Zusammenfassung.

I. Entwicklung und Stand der Werkstofffrage betr. schweißbaren Stahl.

Als man in der Kriegs- und Nachkriegszeit die autogene Schweißung im Flugzeugbau praktisch anzuwenden begann, kam hierfür nur weiches, fast kohlenstoffreies Eisen in Betracht: Tiefziehblech und weiches Stahlrohr. Dieser Werkstoff bot nicht nur infolge seines großen Formänderungsvermögens bei verhältnismäßig geringem Verformungswiderstand dem Hersteller und Verbraucher bei der Verarbeitung die geringsten Schwierigkeiten; er war insbesondere zum Zwecke des Schweißens anfangs das Gegebene, da reines Eisen beim Schmelzschweißen infolge des geringen Schmelz- und Erstarrungsbereiches, der ja mit zunehmenden Beimengungen wächst, am ehesten gleichmäßigen Fluß, glatte Oberfläche und weiche Übergänge zur Schweißnaht gewährleisten konnte. Möglichst reines Eisen verändert außerdem durch die Neugeburt aus der Schmelzhitze am wenigsten seine Festigkeitseigenschaften und seine Struktur, wie die Erfahrung lehrt und die Metallographie der Schweißung bestätigt [4].

Bis etwa 10 Jahre nach dem Kriege war das weiche Eisen fast ausschließlich der Schweißwerkstoff des Flugzeugbaues, dessen Schweißfestigkeit (gemeint sind hier immer die für die Berechnung maßgebenden Mindestfestigkeiten der Werkstoffarten) allerdings nicht über 34 ÷ 38 kg/mm² hinauskam.

Von da ab beobachten wir immer stärker werdende Bestrebungen, Werkstoffe höherer Festigkeit auch für Schweißteile heranzuziehen, um leichter und wirtschaftlicher bauen zu können. Es lag nahe, durch höheren Kohlenstoffgehalt, das natürliche Legierungselement des Stahles, auch die Schweißfestigkeit zu erhöhen. Da jedoch die althergebrachten Anschauungen und Erfahrungen aus den oben angegebenen Gründen starke Befürchtungen gegen jede Erhöhung des C-Gehaltes mehr oder weniger berechtigt erscheinen ließen, wurde dieser Weg bei dem starken Sicherheitsbedürfnis des Flugzeugbaues nur auf Grund von eingehenden Untersuchungen beschritten.

Für den Einfluß des Kohlenstoffgehaltes auf die Schweißfestigkeit des Stahles ist Abb. 1 sehr aufschlußreich, in der die Ergebnisse von Schweißzugversuchen mit Kohlenstoffstahlblechen verschiedenen C-Gehaltes aufgetragen sind. Das

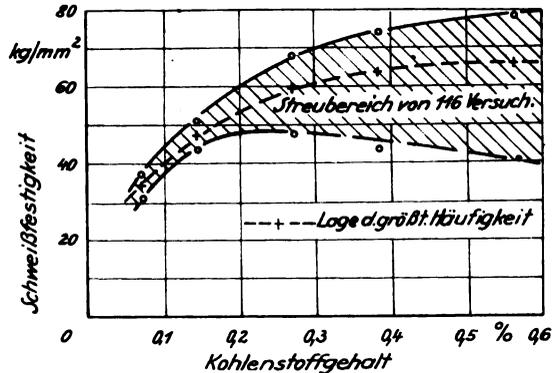


Abb. 1. Schweißfestigkeit von Stählen mit verschiedenen C-Gehalten.

Schaubild ist das Ergebnis von insgesamt 116 Schweißzugversuchen, die im Jahre 1928 mit Stumpfschweißungen von 5 Stahlblechen verschiedenen Kohlenstoffgehaltes (1 mm stark) durchgeführt wurden. Im übrigen waren die Bleche sehr ähnlich und gleichmäßig und entsprachen in ihrer sonstigen Zusammensetzung den Vergütungsstählen nach Din 1661, jedoch mit besserem Reinheitsgrad. Außer den Streugrenzen der Schweißfestigkeiten ist in Abb. 1 auch die Lage der größten Häufigkeiten mit eingetragen.

Die erreichten Schweißfestigkeiten steigen also von 32 bis 38 kg/mm² bei 0,07 vH C bis zu etwa 50 bis 70 kg/mm² bei etwa 0,25 vH C an; dann beginnt die untere Grenze des Streubereiches, die ja für eine sichere Berechnung maßgebend sein muß, langsam zu fallen, da der Streubereich in zunehmendem Maße anschwillt, während die Lage der größten Häufigkeiten mit zunehmendem Kohlenstoffgehalt immer langsamer steigt.

Die Erhöhung des Kohlenstoffgehaltes über 0,25 ÷ 0,3 vH hinaus bringt also schon unter der Voraussetzung, daß nur schmale, etwa 2 cm breite Schweißnähte zur Anwendung kommen, bei denen keine nennenswerten Schweißspannungen auftreten können, praktisch keinen Nutzen mehr betreffs der Festigkeit. Die Versuche bestätigten weiter, daß durch höhere Kohlung gewisse Zonen der Schweißung hart und spröde wurden, und man erkannte damals schon [4], daß die Schweißung dabei zur Ribbildung neigt, weil der verhältnismäßig spröde Stahl die beim Erkalten entstehenden Spannungen, insbesondere bei langen Schweißnähten, nicht mehr auszugleichen vermag.

Aus derselben Zeit stammen die Untersuchungen von A. Rechtlich, nach denen Stahlrohre mit 0,34 vH C sich zum Schweißen im Flugzeugbau noch gut eignen; von der Verwendung noch höher gekohlter Stahlrohre wird aber abgeraten.

Seit etwa 1928 sind dann im Flugzeugbau höher gekohlte Bleche bis zu etwa 0,27 vH C und Stahlrohre mit Kohlenstoffgehalt bis zu etwa 0,3 vH C und wohl noch darüber zu Beschlägen und Fachwerken verschweißt worden, ohne daß erhebliche Mißerfolge zu verzeichnen waren. So konnte die rechnerische Schweißfestigkeit auf 50 kg/mm², d. i. etwa 20 vH, erhöht werden.

Das weitergehende Streben nach Gewichtersparnis zwang dann zur Verwendung von legierten Stählen, deren

Beschaffung allerdings im Inlande lange Zeit erhebliche Schwierigkeiten bereitete.

Vom Flugzeugbau waren zunächst für nicht zu schweißende Teile die im Kraftfahrzeugbau üblichen Vergütungs-Chromnickelstähle übernommen worden. Diese hatten sich aber bei den ersten Versuchen als unbrauchbar zum Schweißen erwiesen.

Die Einsatz-Nickel- oder Chrom-Nickelstähle hätten sich eher geeignet, haben sich aber nicht eingeführt, hauptsächlich, weil sie bei dem verhältnismäßig geringen Bedarf in Form von nahtlos gezogenem Rohr und dünnen Blechen im Handel nicht genügend greifbar waren.

In dem Vorsprung, den die ausländische Stahlindustrie durch die ungleichen Kriegsverhältnisse gewinnen konnte, war in Amerika der bekannte Chrommolybdänstahl 4130 entwickelt und etwa seit Kriegsende mit Erfolg im Flugzeugbau verschweißt worden. Seit 1930 sind auch im deutschen Flugzeugbau solche Stähle eingeführt worden, wodurch die Schweißfestigkeit auf 60 kg/mm^2 gesteigert werden konnte.

So hat der deutsche Flugzeugbau Gelegenheit gehabt, im praktischen Schweißbetrieb und in dazu parallel laufenden Prüf- und Forschungsarbeiten mit höherwertigen Stählen in Form von Rohren, Blechen und aus Vollmaterial herausgearbeiteten dünnwandigen Teilen umfangreiche Schweiß Erfahrungen zu gewinnen. Es ist an der Zeit, daraus die praktischen Nutzenwendungen zu ziehen und insbesondere die Schweißprüfmethoden so zu vervollständigen, daß die Sicherheit betreffs der Schweißungen ebenso zunimmt, wie dies auf den anderen Gebieten des Flugzeugbaues der Fall gewesen ist. Es hat sich gezeigt, daß die bisher üblichen Schweißprüfmethoden, die sich allgemein auf die äußere Beurteilung des Schweißvorganges und der fertigen Schweißung, ferner auf die üblichen Zug-, Biege- und Kaltversuche beschränken, für zu schweißende Flugzeugbaustoffe keineswegs mehr ausreichen.

Es soll also im folgenden das Ziel sein, die Kriterien für gute und zuverlässige Schweißbarkeit von Stählen höherer Festigkeit nach dem heutigen Stande der Erfahrungen und Kenntnisse des Flugzeugbaues festzulegen. Dazu müssen folgende Fragen behandelt werden:

- Welche Schwierigkeiten und Gefahren treten leicht beim Schweißen höherwertiger Stähle auf?
- Welche Ursachen liegen diesen Fehlern zugrunde?
- Welche Prüfmethoden eignen sich für die lückenlose Beurteilung, wieweit ein Stahl zuverlässig im Flugzeugbau und ähnlichen Anwendungsgebieten schweißbar ist, und wie sind diese Prüfmethoden zu bewerten?

Bei den zu behandelnden Schweißschwierigkeiten sollen die Gesichtspunkte ausscheiden, die bei den obengenannten allgemein üblichen Beurteilungsmethoden ohne weiteres klar zutage treten, z. B. schlechter Fluß, unsaubere Oberfläche, Spritzen, Überschreiten der Sollfestigkeit u. dgl. Gefährlicher sind vielmehr die Fehler, die, durch die bekannten Prüfarten nicht erkennbar, meist erst vom Stahlverbraucher oder gar erst infolge Betriebsstörungen am Fertigerzeugnis gefunden und dann um so übler empfunden werden.

Als solche Gefahrmomente sind beim Schweißen von Stählen höherer Festigkeiten im Auge zu behalten: die Schweißrissigkeit und die Schweißhärte.

II. Schweißrissigkeit.

Unter Schweißrissigkeit soll die Eigenschaft eines Werkstoffes verstanden werden, daß er dazu neigt, beim Verschweißen in der Nähe der Schweißnaht Risse zu bilden. Die Risse zeigen sich meist in der Fuge zwischen Raupe und Schweißgut, oft auch einige Millimeter in das Blech oder Rohr hineinragend; manchmal mehrere Zehntel Millimeter weit klaffend, oft auch sind es sehr feine, nur mit der Lupe erkennbare Haarrisse. Ihre Länge ist verschieden, von wenigen Millimetern bis zu mehreren Zentimetern. Meist verlaufen sie etwas zackig nach Art eines Korngrenzenbruches,

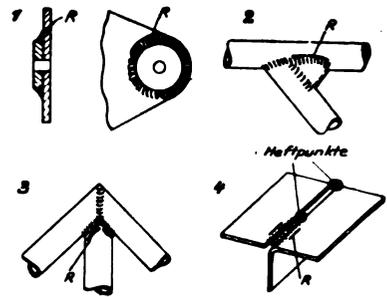


Abb. 2. Beispiele von Schweißstellen mit Schweißrissen R.

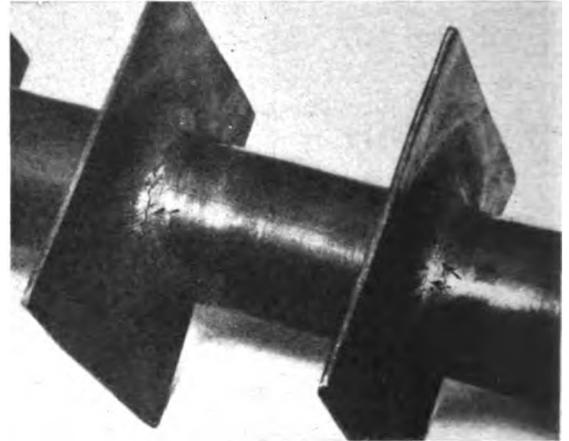


Abb. 3. Schweißrisse an einem Stahlrohr.

manchmal verästeln sie sich, ähnlich wie man es auch bei Dauerbrüchen oft beobachten kann.

Die Risse entstehen, wie man während des Schweißens gut beobachten kann, zwischen Weiß- und Rotglut, also im Temperaturbereich von $800 \div 1000^\circ \text{C}$.

Einzelne Beispiele, an welchen Schweißstücken und -stellen solche Risse häufig beobachtet wurden, sind in Abb. 2 zusammengestellt. Zwei im Lichtbild festgehaltene Schweißrisse sind in Abb. 3 ersichtlich.

Bemerkenswert ist die in einzelnen Fällen gemachte Beobachtung, daß sogar äußerlich nicht erkennbare Schweißrisse vorkommen können, die erst nach Freilegen der Schweißraupe durch Hin- und Herbiegen in der Schweißfuge an einer Eisenoxydhaut und deren Anlauffarben erkennbar werden.

a) Ursachen.

Eine wie große Gefahr die Schweißrissigkeit, die zeitweise sehr stark in der Flugzeug- und in anderen Industrien aufgetreten ist, für die Sicherheit im Flugzeugbau bedeutet, ist offensichtlich, und es ist dringend notwendig, die bisher im Schrifttum kaum erwähnte Erscheinung zu erforschen, um die Ursachen zu erkennen und den Fehler mit Sicherheit vermeiden zu können.

Als Ursachen der Schweißrisse kommen in Betracht:

- Spannungen, die infolge der Wärmeänderungen wegen der damit verbundenen Formänderungen entstehen;
- Materialfehler des Schweißgutes;
- Materialfehler der Zutaten: Schweißdraht, Gas, Sauerstoff;
- Fehler beim Schweißvorgang:
 - Brennereinstellung: Flammengröße, Mischungsverhältnis;
 - Brennerhaltung;
 - Schweißgeschwindigkeit;
 - Schweißrichtung und Reihenfolge;
 - Art der Heftung.

1. Versuchsplan.

Um bei der Einflußmöglichkeit so zahlreicher Faktoren klar sehen zu können, mußten bei den in folgendem beschriebenen Versuchen zunächst möglichst viele derselben ausgeschaltet oder ihr Einfluß bei größeren Versuchsreihen konstant gehalten werden. Zu diesem Zwecke wurde wie folgt vorgegangen:

1. Alle Werkstoffe, die in der Herstellung und in der Werkstoffprüfung der Focke-Wulf Flugzeugbau A. G., Bremen, als schweißverdächtig auffielen, und von denen noch größere Einheiten (Blech oder Rohr) vorhanden waren, wurden sorgfältig aufgehoben und stückweise gezeichnet, so daß hinreichend Versuchswerkstoff vorlag, dessen verschiedener Schweißrissegrad, falls dies eine Werkstoffeigenart ist, im Laufe der Versuchsarbeiten immer zuverlässiger bekannt wurde.

2. Die Schweißungen der gesamten Versuchsarbeiten wurden grundsätzlich von einem der ältesten und zuverlässigsten Werkstoffschweißer in der Versuchsabteilung durchgeführt und dauernd von Ingenieuren überwacht; insbesondere wurden Brenneinstellung, Heftung, Schweißreihenfolge und -geschwindigkeit genau vorgeschrieben.

3. Der Reinheitsgrad der Zutaten wurde laufend geprüft und mit ein und demselben Blech, dessen Schweißrissegrad bekannt geworden war, der Einfluß dieser Faktoren beobachtet, konstant gehalten oder ausgeschaltet.

Von den in dieser Richtung vorgenommenen Versuchsreihen sei hier eine über den Einfluß des Schweißdrahtes beschrieben: Eine geeignete Schweißverbindung (s. Abb. 3) wurde mit einem schweißrisigen Stahlrohr *A* und mit einem nicht schweißrisigen Stahlrohr *B* ausgeführt (der Unterschied der Rohre hatte sich im praktischen Schweißbetrieb eben an der angewendeten Schweißverbindung herausgestellt), und zwar je dreimal mit drei verschiedenen Sorten von Schweißdraht, insgesamt also 18 Einzelschweißungen. Dabei traten an Versuchsstücken aus Rohr *A* an diesem insgesamt 6 Schweißrisse auf, die sich — wenn auch mit Unterschied — auf die drei Schweißdrähte verteilten. An den 9 Schweißungen des Rohres *B* dagegen traten überhaupt keine Risse auf. Damit war es offenbar, daß die verwendeten Schweißdrähte für die Risse nicht verantwortlich waren, sondern der Schweißwerkstoff *A*.

In ähnlicher Weise wurden die Einflüsse des Reinheitsgrades des Azetylgases, des Mischungsverhältnisses von Gas—Sauerstoff und der Flammgröße beobachtet, wobei sich herausstellte, daß eine im Verhältnis zur Blechstärke zu große Flamme die Schweißrissegrad erhöht, während eine Beeinflussung durch die anderen Faktoren kaum beobachtet werden konnte. Die Geschwindigkeit wurde bei allen Schweißungen in den üblichen Grenzen gehalten, wie sie sich bei einer guten Schweißung aus Blechstärke und etwa $1\frac{1}{2}$ mal so starkem Schweißdraht und richtiger Flammeneinstellung zwangsläufig ergibt. Schweißrichtung und Reihenfolge können bei Anwendung von kurzen Schweißnähten, wie es bei den ersten Versuchen der Fall war, nicht von Bedeutung sein. Zudem wurden sie auch möglichst gleich gehalten.

So wurde es erreicht, daß die beiden Hauptgesichtspunkte beobachtet werden konnten: wie weit sind Schweißspannungen oder -verformungen und wie weit sind Werkstoffeigenschaften die Ursache der Schweißrisse?

Den physikalischen Gesichtspunkten der Frage nach den Rißursachen würde folgende Fassung eher gerecht: Wie weit ist an einer Rißstelle in dem betreffenden Augenblick die durch Wärmeänderungen erzwungene Dehnung größer als an einer entsprechenden nicht gerissenen Stelle? und: wie weit ist die Bruchdehnung in der Rißstelle geringer als die einer entsprechenden nicht gerissenen Stelle? Diese Messungen sind aber bei den verwickelten Verhältnissen und den hohen Temperaturen sehr schwer zugänglich, so daß der mehr erfahrungsmäßige Weg mit praktischen Schweißversuchen vorgezogen wurde.

Hier sei noch erwähnt, daß das Suchen nach den Ursachen und nach geeigneten Prüfverfahren der Schweiß-

rissigkeit nicht voneinander getrennt werden konnte, sondern Hand in Hand durchgeführt werden mußte.

2. Schweißspannungen.

Für die Entstehung eines Schweißrisse kann man sich die beiden Möglichkeiten denken, daß entweder die Bildung der Oxydhaut zwischen den Korngrenzen die primäre Ursache ist (Verbrennen des Stahles [1]), so daß dadurch die Kohäsion stark verringert und der Stahl an dieser Stelle leicht getrennt wird, oder daß die Trennung des hoch erhitzten Stahles den Riß einleitet und die Oxydation der Rißflächen nach sich zieht. Im ersten Falle könnten Risse bzw. Oxydhäute auch ohne Vorhandensein von Spannungen auftreten. Die zahlreichen Beobachtungen der Schweißpraxis aber haben gezeigt, daß die Erscheinung nur da auftritt, wo nach dem Aufbau des Werkstückes auch Spannungen auftreten können. Die Risse sind an freien Schweißnähten von weniger als 2 cm Länge nie beobachtet worden, so daß der einfache Schweißzugversuch, der ja frei und mit geringer Breite geschweißt wird, über die Schweißrissegrad eines Werkstoffes gar nichts aussagt.

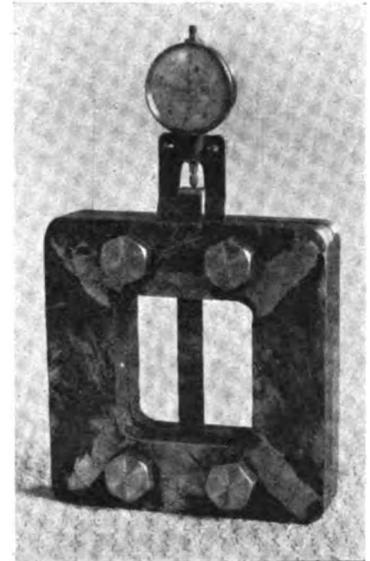


Abb. 4. Vorrichtung zur Bestimmung der linearen Schweißverformung senkrecht zur Schweißnaht. Der Schweißstab ist unten fest eingespannt, oben besteht etwa 0,1 mm Spiel.

Für die Untersuchung des Spannungseinflusses ist die weitere Erfahrung des Flugzeugbaues wichtig, daß die Risse fast nur parallel zur Schweißnaht auftreten.

Grundlegende Versuche. Sehr aufschlußreich über die Entstehung und die Wirkungen der Schweißspannungen sind die folgenden drei grundlegenden Versuche:

An stumpfgeschweißten Stäben, deren Querschnitt so gering ist (10×1 mm), daß praktisch lineare Verformungs- oder Spannungsverhältnisse senkrecht zur Schweißnaht entstehen, wurden in der in Abb. 4 dargestellten Vorrichtung die Längenänderungen während des Schweiß- und Erkaltevorganges gemessen, und zwar:

1. wenn keinerlei äußere Kräfte auf den Stab einwirken;
2. wenn die Ausdehnungen, nicht aber die Zusammenziehungen in der Längsrichtung des Stabes verhindert werden, die sich infolge der Wärmeänderungen einstellen möchten;
3. wenn der Stab an seinen Enden, d. h. in den von der Schweißhitze nicht beeinflussten Zonen, während des Schweißens und Erkaltes möglichst fest eingespannt wird, so daß die beiden Enden sich praktisch nicht einander entfernen und nähern können, und erst nachher gelöst wird.

Das Ergebnis der Messungen ist in Abb. 5 qualitativ dargestellt. Im ersten Falle (Kurve *A*) beobachten wir beim Beginn des Schweißens ein rasches Wachsen des Stabes um $0,55 \div 0,7$ mm. Gegen Ende des Schweißvorganges ver-

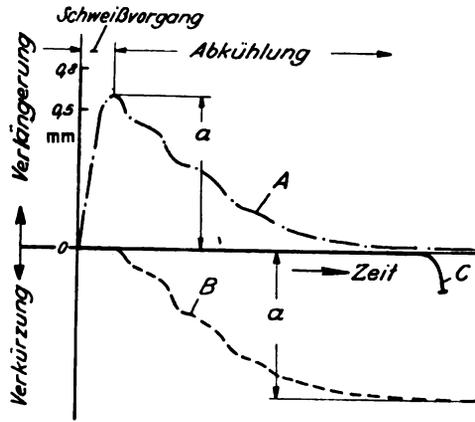


Abb. 5. Dehnungs-Schrumpfungsmessungen an einem schmalen Schweißstab. (Darstellung nur qualitativ.)
 - - - - frei geschweißt, ohne jede äußeren Kräfte. - - - - Ausdehnung verhindert, Schrumpfung jedoch nicht. ——— beiderseits fest eingespannt geschweißt, nach dem Erkalten Schrumpfung gemessen.

langsam sich die Bewegung, und beim Erkalten geht die Verlängerung unregelmäßig, entsprechend der Überlagerung der Längenänderungen der verschiedenen Wärmezonen, wieder vollständig zurück, und zwar sehr genau, falls keinerlei äußere Kräfte auf die Stabenden einwirken. Wirkt aber schon die Kraft des Taststiftes der Meßuhr auf den Stab ein, ohne durch eine entgegengesetzt gerichtete Kraft an dem Stabende ausgeglichen zu werden, so beobachten wir nach dem Erkalten eine Verkürzung gegenüber der zu Beginn des Schweißens vorhandenen Länge. In unserem Falle machte dies bei einer Taststiftkraft von 32 g bereits etwa 0,1 mm aus.

Beim zweiten Versuch sehen wir keine Ausdehnung des Stabes (Abb. 5, Kurve B), sondern nur eine Verkürzung während des Erkaltes, die der beim ersten Versuch beobachteten Verlängerung fast genau entspricht. Durch die Dehnungsbehinderung tritt also eine vollständige plastische Stauchung in der flüssigen Zone ein, die sich ja schon nach dem ersten Versuch unter sehr geringen Beanspruchungen staucht. Die Schrumpfung beim Abkühlen geht dann genau so vor sich wie bei der vollständig freien Schweißung. Der Schweißstab ist also infolge der Verhinderung der Ausdehnung nach dem Erkalten um diesen verhinderten Betrag kürzer geworden.

Die beschriebenen Versuche wurden mit mehreren Stäben von Tiefziehblech St VII 23, von St C 16.61, St C 25.61 und Chrommolybdänstahlblech durchgeführt; dabei zeigte sich, daß die Verschiedenheit der Gesamtwärmedehnungen nicht von der Werkstoffart herrührt, vielmehr von der zufälligen Größe der erhitzten Zonen, die wiederum von der Blechstärke stark abhängt. Bemerkenswert ist die weitere Feststellung, daß ein Unterschied der Schweißdehnungen an stark schweißbrissigem und an gutem Werkstoff der Gesamtgröße nach nicht beobachtet wurde.

An den im dritten Versuch unter möglichst starrer Einspannung geschweißten und erkaltenen Stäben zeigt die Meßuhr bei Lösung der Einspannung nur einen Bruchteil der in den ersten Versuchen festgestellten Schrumpfung an (Abb. 5, Kurve C), und zwar eine Verkürzung, die genau den Streckgrenzen der geglühten Baustoffe entspricht. Der Stab hat bei starrer Einspannung die ganze Schrumpfung als Spannungsdehnung hergeben müssen, die je nach Lage der Streckgrenze der geglühten Zone zum Teil elastisch bleibt, während der übrige Teil plastische Reckung der weich geglühten Stabzone wird, vorausgesetzt, daß der Stab keinen Schweißriß hat. Es stellte sich schon bald heraus, daß der eine Stahl dazu neigt, der andere nicht.

Einbrennprobe, Einspannschweißung. Nach Art dieses letzten Versuches war bei den ersten die Schweißbrissigkeit behandelnden Arbeiten die sog. »Einspannschweißung« entwickelt und bei den laufenden Werkstoffprüfungen der Focke-Wulf Flugzeugbau A. G., Bremen, erprobt worden.

Bevor wir jedoch näher darauf eingehen, sei zunächst folgendes vorausgeschickt:

Wenn die Schweißbrissigkeit, soweit bekannt wurde, bisher auch noch nicht planmäßig und eingehend erforscht wurde, so gibt es doch bereits eine Art Prüfverfahren dafür, das seit Jahren gelegentlich im Flugzeugbau angewendet wird: die Einbrennprobe, oft auch »Fokkerprobe« genannt [2].

Ein Stück des zu prüfenden Bleches oder Rohres wird mit dem Schweißbrenner nach Schweißart bis zum Durchschmelzen flüssig gemacht, indem man ohne Schweißspalt und ohne Zusatzdraht vom Rande nach dem Innern zu oder umgekehrt einbrennt. Die erstere ist die schärfere Prüfung. Gut schweißbarer Werkstoff soll die Probe, zum mindesten aber die weniger scharfe, von innen nach dem Rande zu eingebrannte, aushalten, ohne Risse in oder neben der Einbrennaht zu bekommen.

Es ist aber bekannt und auch durch zahlreiche Versuchs- und Betriebserfahrungen des Verfassers bestätigt worden, daß die Einbrennprobe, wenn es sich nicht um ganz weiches Eisen handelt, so stark ungleichmäßig ausfällt, daß sie praktisch für die Beurteilung eines Werkstoffes auf Schweißbrissigkeit nicht brauchbar ist; ferner daß eine Reihe von hochwertigen Stählen, die sich seit Jahren im praktischen Schweißbetrieb sehr gut bewährt haben, die Probe meist nicht ohne Risse ertragen. Hin und wieder tritt dann an denselben Prüfständen in einzelnen Fällen ohne ersichtlichen Grund auch kein Riß auf.

Die Einbrennprobe konnte also nicht als geeignet zur Prüfung auf Schweißbrissigkeit angesehen werden. Außerdem ist sie an Rohren und Bändern geringer Abmessung nicht durchführbar.

Die Einspannschweißprobe wurde wie folgt durchgeführt:

Zwei stumpf zu verschweißende Probestücke werden in einen festen Rahmen mit dem üblichen Schweißabstand (etwa Blechstärke) so eingespannt, daß sie sich beim Verschweißen um ihre Wärmeausdehnung stauchen und die entsprechende beim Erkalten entstehende Schrumpfung als Spannungsdehnung hergeben müssen, wenn kein Riß entstehen soll. Nach dem Festspannen werden die Bleche genau in eine Ebene gerichtet und ohne Heftung von einem Ende zum anderen in normaler Weise (Vorwärts- bzw. Linksschweißung, wie bisher im Flugzeugbau allgemein üblich ist) verschweißt. Nach dem Erkalten wird der Schweißstab ausgespannt, mit einer Handlupe auf Risse untersucht und die Schweißbraue durch Hin- und Herbiegen in der Schweißfuge freigelegt (vgl. Abb. 6 unten). Dann wird der prozentuale Anteil der an den Anlauffarben sehr gut erkennbaren oxydierten Bruchfläche als »Schweißbrissigkeits-

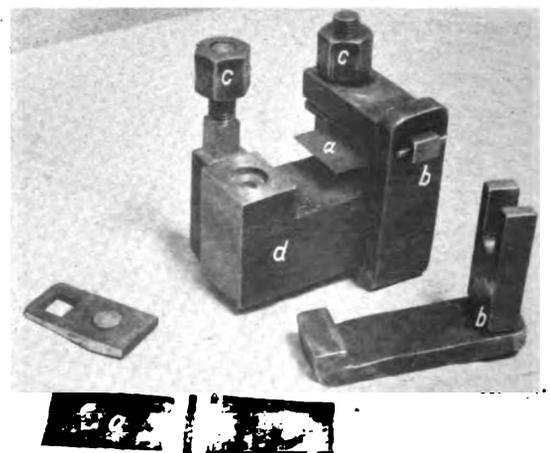


Abb. 6. Einspannschweißvorrichtung.
 a Schweißprobe, b Klemmvorrichtung, c Muttern, d Einspannbügel.

grad festgelegt. Die Raupenseite mit den meisten Fehlstellen ist hierfür maßgebend.

Von verschiedenen erprobten Einspannschweißvorrichtungen erwies sich die in Abb. 6 dargestellte Ausführung betreffs Zuverlässigkeit der Einspannung und betreffs Wirtschaftlichkeit als die beste. Die beiden Probestücke *a* werden durch eine Klemmvorrichtung *b* mit je einer Mutter *c* auf die beiden Stirnflächen eines starken, U-förmigen Bügels *d* angepreßt, und zwar so, daß sie nach Art der Näpfchentiefziehprobe in je eine Bohrung der Aufspanflächen um 1 mm eingedrückt werden. Dadurch, daß sie außerdem noch auf der ganzen Fläche anliegen sollen, hat man in jedem Falle eine Kontrolle dafür, daß der nötige Anpreßdruck vorhanden ist, wovon man sich auch nach dem Versuch an dem Aussehen der Einspanflächen noch jederzeit überzeugen kann.

Man mußte sich nun noch über die Bedeutung der Probenabmessungen klar werden. Die Stärke ist bei Blech und Rohr gegeben und man kann bei den vorliegenden geringen Abmessungen die Spannungen mit genügender Genauigkeit als ebenes Problem betrachten. Stärkeres Blech und Vollwerkstücke müssen zu dünnen Wandstärken verarbeitet werden.

Die beschriebenen Versuche wurden im allgemeinen mit 1 mm Wandstärke durchgeführt.

Über den Einfluß der Probenlänge geben im wesentlichen die obenbeschriebenen grundlegenden Versuche zur Bestimmung der linearen Schweißverformungen Aufschluß. Danach ist die Prüfung am schärfsten, wenn die Einspannlänge die gesamte erwärmte Strecke einschließt, weil dann die Stauchung und die darauf folgende Dehnung offenbar am größten sind; da die in der Praxis vorkommenden Verhältnisse oft ähnlich liegen, sind diese Prüfverhältnisse auch angebracht. Eine größere Einspannlänge darüber hinaus würde die Prüfung ebenfalls wieder mildern, da die elastische Dehnung entsprechend der Länge größer, die erzwungene, bleibende Verformung also geringer würde. Danach wurde eine Einspannlänge zwischen den Tiefziehstellen von 70 mm genommen. An dieser Stelle beträgt bei den in Betracht kommenden Wandstärken die Temperatur im Schweißaugenblick höchstens 100° C [6].

Der Einfluß der Probenbreite ist nicht so einfach zu übersehen. Es wurden daher mit drei 1 mm starken Blechen verschiedener Schweißrissigkeit Einspannschweißversuche mit mehreren Probenbreiten durchgeführt, deren Ergebnisse in Abb. 7 wiedergegeben sind. Wenn hier auch einzelne Unregelmäßigkeiten auftreten, auf die im Augenblick nicht näher eingegangen werden soll, so ist doch eine Gesetzmäßigkeit in den Hauptpunkten offensichtlich:

1. Der prozentuale Anteil der oxydierten Querschnittsfläche wächst mit der Probenbreite, bis er im Mittel bei 50 ÷ 60 mm einen Höchstwert erreicht.

2. Bei etwa 45 ÷ 55 mm Probenbreite sind die Streubereiche am geringsten und die Messungen am eindeutigsten.

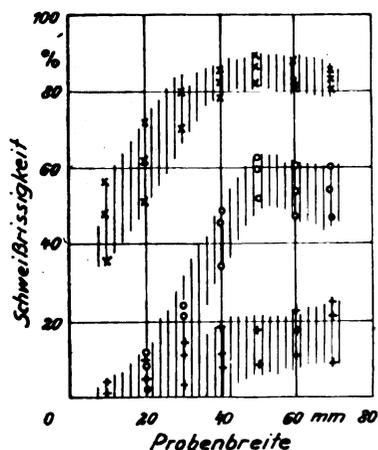


Abb. 7. Einfluß der Probenbreite bei der Einspannschweißprobe, festgestellt an drei Blechen verschiedenen Schweißrissigkeitsgrades.

Auf die Ursachen dieser Erscheinungen sei noch kurz eingegangen. Es ist klar, daß die Wärmestauchungen und -dehnungen, wie wir sie senkrecht zur Schweißnaht beobachten haben, in ähnlicher Weise auch in der Naht selber in ihrer Längsrichtung auftreten, wenn zwei ebene Platten aneinandergeschweißt werden, deren Abmessungen in beiden Richtungen genügend groß sind. Dies war bei den breiteren Stäben der zuletzt beschriebenen Versuche bereits der Fall, so daß durch die hier auftretenden mehrachsigen Spannungszustände das Formänderungsvermögen der Werkstoffe vermindert und so die Rißbildung begünstigt wird.

Nach dem Ergebnis erschien eine Probenbreite von 50 mm als die günstigste und diese wurde für die Normalprobe eingehalten.

Der Einspannbügel wurde so stark bemessen, daß im Augenblick der Entstehung der Schweißrisse nur etwa 3 kg/mm² Spannung auftreten. Im praktischen Schweißbetrieb ist die Starrheit der Einspannung sehr unterschiedlich. Für den nötigen Einspannungsgrad ist aber nur der Zweck der Einspannschweißung maßgebend; deshalb sei zur Beurteilung des angewandten Prüfverfahrens aus den damit gemachten Erfahrungen folgendes vorweggenommen:

Die Einspannschweißung hat sich in der laufenden Werkstoffprüfung als sehr brauchbar erwiesen, um

1. die Neigung des Werkstoffes zu Schweißrisen zahlenmäßig festzustellen und dadurch
2. die Schweißrisse aus dem Schweißbetrieb völlig fernzuhalten.

Zu 1. ist zu sagen, daß — abgesehen von größeren Stückzahlen, die einer Lieferung oder Charge entstammen — der Mittelwert aus drei Proben als Schweißrissigkeitsgrad eines Werkstoffes gilt, da die Einzelergebnisse ähnlich streuen wie bei Zugversuchen mit Gußwerkstoffen oder Holz. Es wurde auch mehrfach beobachtet, daß die einzelnen Stähle in verschiedenen starkem Maße streuen.

Zu 2.: Wo die zulässige Grenze der Schweißrissigkeit liegt, muß von Fall zu Fall entschieden werden, je nachdem an den Schweißstücken Spannungen auftreten können oder nicht. Nach den bis jetzt vorliegenden vergleichenden Prüfungs- und Betriebserfahrungen scheinen die ganz geringen Prozentsätze nicht bedenklich zu sein, wozu man sich vor Augen halten muß, daß dies bei kleinen Schweißungen nur winzige Punkte sind. In der laufenden Werkstoffprüfung der Focke-Wulf Flugzeugbau A. G., Bremen, wurden bereits insgesamt 1962 Einspannschweißungen an unlegiertem und legiertem Stahlrohr und -blech durchgeführt. Der bei weitem größte Teil zeigte sehr gute Ergebnisse (Schweißrissigkeit 0 vH). Ein kleiner Teil zeigte ganz geringe Prozentsätze an, und etwa 10 vH der Prüfstücke wurden wegen Schweißrissigkeit von etwa 10 bis 30 vH ausgeschieden. Dadurch wurden die bis dahin im praktischen Betrieb sehr häufig vorkommenden Schweißrisse vollständig vermieden. Genau dieselben Erfahrungen wurden im Werk Albatros, Berlin-Johannisthal, gemacht.

T-Schweißprobe. Um einen Anhalt zu bekommen, wie die Ergebnisse der Einspannschweißung für die Praxis zu bewerten sind, waren zu Beginn der Arbeiten mit mehreren Versuchsblechen und -rohren von verschiedener Schweißrissigkeit Einspannschweißversuche durchgeführt worden, und parallel dazu eine andere Probe, die als Teil eines Flügelbeschlages ausgebildet wurde, an dem im praktischen Schweißbetrieb öfters Risse eingetreten waren. Es ist die in Abb. 2 mit 4 bezeichnete Schweißung: ein Blechwinkel (50 × 50 × 100 mm) und ein Blech (50 × 100 mm), beide aus demselben Versuchsblech hergestellt, wurden, wie skizziert, zunächst in der Mitte und am Ende geheftet. Nach dem Erkalten und Richten wurden die Bleche von dem nicht gehefteten Ende aus über die Heftungen hinweg zusammengeschweißt. Die Probe wurde ihrer Form wegen T-Schweißprobe genannt. Die Versuche, die, um unerwünschte Einflüsse mit Sicherheit auszuschließen, sowohl in Bremen als auch unabhängig davon im Werk Albatros, Berlin-Johannisthal, mit denselben Versuchsstählen durchgeführt wurden, hatten das überraschende Ergebnis, daß die T-Schweiß-

proben übereinstimmend einen um ein Vielfaches höheren Schweißbrissigkeitsgrad anzeigten als die Einspannschweißproben mit denselben Stählen. Von den Versuchsergebnissen sind einige kennzeichnende Werte in Zahlentafel 1 angegeben:

Zahlentafel 1. Vergleich von Einspannschweißprobe und T-Schweißprobe.

	Blech, 1 mm stark			Blech, 2 mm stark		
	Probe Nr.	Schweißbrissigkeit VII Einzelwerte	Mittel	Probe Nr.	Schweißbrissigkeit VII Einzelwerte	Mittel
Einspannschweißprobe	1	5	9	1	0	2
	2	12		2	4	
	3	10		3	0	
T-Schweißprobe	1	48	38	1	38	36
	2	40		2	20	
	3	:0		3	50	

Mittelbare und unmittelbare Schweißverformungen. Da der große Unterschied der beiden Anzeigen nicht in befriedigender Weise damit erklärt werden konnte, daß die Einspannung der T-Schweißprobe um so viel starrer ist als bei der Einspannschweißprobe, wurde nach einer anderen Erklärung gesucht und in zusätzlichen Schweißverformungen gefunden, die bei der T-Schweißprobe zu den aus der Einspannung entstehenden noch hinzukommen.

Während des Schweißens der T-Schweißprobe entstehen nämlich in den Blechen etwa parallel zur Schweißnaht verlaufende Wärmezonen (Isothermen), am Rande von etwa $100 \div 300^\circ \text{C}$, nach der Mitte zu zunehmend bis zur Schmelztemperatur des Stahles. Diese verschiedenen Temperaturen haben entsprechende Längenänderungsbestrebungen parallel zur Schweißnaht zur Folge. Maßgebend für die Art und Größe dieser Verformungen sind (abgesehen natürlich von der Form des Schweißstückes, Heftung usw.) die zu den entsprechenden Temperaturen gehörenden mittleren Ausdehnungskoeffizienten und Festigkeitszahlen. Diese beiden Größen sind in Abb. 8 als Funktion der Temperatur aufgetragen, woraus die für eine Vorstellung der Schweißverformungen sehr wichtigen Tatsachen festzuhalten sind, daß von etwa 600° ab die Festigkeit des Stahles sehr gering wird, was bedeutet: Die Stellen der niederen Temperaturen (etwa bis 600°) setzen sich betreffs der Wärmeverformungen gegenüber den höher erwärmten Stellen durch. Und in diesem maßgebenden Bereich der niederen Temperaturen haben wir eine fast linear zunehmende Wärmedehnung.

Durch die etwa parallel zur Schweißnaht eintretenden Zonen gleicher Wärme biegen sich die Bleche der T-Schweißprobe also nach außen schwalbenschwanzförmig auseinander und dehnen die hochehitzten, weniger festen Zonen in und an der Schweißnaht in senkrechter Richtung zur Naht.

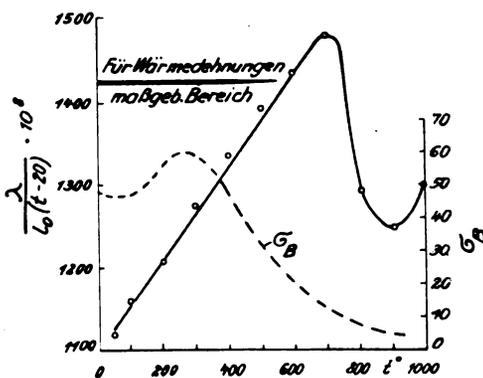


Abb. 8. Stahl mit 0,22 vH C.

----- Abhängigkeit der Festigkeit von der Temperatur.
 ———— Mittlere Ausdehnungskoeffizienten bei den verschiedenen Temperaturen, bezogen auf 20°C (nach Oberhoffer).

Unter der Annahme, daß in der Nähe des Außenrandes eine Wärmezone von 200° , und in 30 mm Abstand davon nach der Schweißnaht hin eine Isotherme von 600° verläuft, errechnet sich der Spalt, der an einem unlegierten Stahl mit 0,22 vH C allein infolge der Biegung zwischen den Enden der beiden freien Blechlappen von 50 mm Länge sich in der Schweißnaht einstellen möchte, zu 0,59 mm. Diese Dehnung fällt im vorliegenden Fall zeitlich etwa mit der Abkühlung, also Zusammenziehung der Schweißnaht zusammen, und es überlagern sich die zwei Arten von Schweißspannungen oder -verformungen im Sinne einer Reckung quer zur Naht. Damit findet die erhöhte Rißbildung bei der T-Schweißprobe eine Erklärung.

Andere Anordnung der Heftung, z. B. Fortlassen eines Heftpunktes oder Veränderung der Schweißrichtung, beeinflussen die Ergebnisse in dem dabei erwarteten Sinne.

Diese Feststellungen und die davon angeregten Überlegungen lieferten einen Beitrag zu der wichtigen Erkenntnis der Schweißspannungen und ihrer Entstehung, wie in folgendem dargestellt ist: Die Zugverformungen, die an einer Schweißstelle in irgendeiner Richtung entstehen, können zweierlei Ursachen haben:

1. Die in der Dehnungsrichtung vorhandenen Einspannung und Wärmewirkungen:
 - a) Behinderung der Wärmedehnung, die eine Stauchung der hochehitzten Zone geringer Festigkeit erzeugt;
 - b) Behinderung der entsprechenden Wärmezusammenziehung, die eine Reckung erzeugt, anfangs in der hochehitzten, dann in den erkaltenden Zonen.
2. Zusätzliche Bewegungen der Einspannenden des betrachteten Querschnittes gegeneinander, hervorgehoben durch gleichzeitige, aber örtlich verschiedene Erwärmungen im Bereich der höheren Festigkeit (unter etwa 600°). Hiervon sind zwei Fälle zu unterscheiden:
 - a) zusätzliche vorübergehende Stauchung des hochehitzten Werkstoffes in der betrachteten Richtung während des unter 1. a) beschriebenen Vorganges. Dies hat dann auch eine Erhöhung der unter 1. b) erwähnten Reckung zur Folge.
 - b) Zusätzliche Reckung in der betrachteten Richtung während des unter 1. b) beschriebenen Vorganges.

Es sei noch erwähnt, daß bei der Überlagerung der Vorgänge, die ja periodischer Art sind, auch alle möglichen Phasenverschiebungen denkbar sind.

Der Teil der Verformungen, der in den unter 1. beschriebenen Vorgängen begründet ist, kann als unmittelbare, der andere als mittelbare Schweißverformung bezeichnet werden. Die mittelbaren Verformungen oder Spannungen sind, soweit der Verfasser ermitteln konnte, bisher noch nicht erkannt worden. Daß eine Schweißung nicht vom Rande aus nach dem Blechinneren, sondern zweckmäßig umgekehrt durchgeführt werden muß, war eine rein versuchsmäßige Erfahrung, die erst durch die Erkenntnis der mittelbaren Schweißspannungen befriedigend erklärt werden kann.

Wir sahen bereits, daß die unter 2. b) beschriebene mittelbare Schweißverformung beispielsweise bei der obenerwähnten T-Schweißprobe zu den unmittelbaren Verformungen hinzukommt; ebenso könnte es bei der Einbrennprobe sein, was allerdings von den beiderseits der Einbrennstelle vorhandenen Blechbreiten stark abhängt. Sind diese genügend groß, so wird die Wirkung verhindert, sind die Breiten zu gering, dann tritt sie überhaupt nicht ein. Es kommt nun bei der vom Blechrand nach innen vorgenommenen Einbrennprobe noch eine zweite Wirkung der unter 2. b) beschriebenen Art hinzu: Die vor der Einbrennstelle über das Blech hinwegreichende Flamme erwärmt diese Stellen so, daß die Temperaturen mit wachsender Entfernung von der Schweißstelle abnehmen, wodurch diese durch keilartig wirkende Ausdehnungen auseinandergetrieben wird. Diese Wirkung fällt etwa mit dem Erkalten der Einbrennung zusammen und erhöht die Rißgefahr.

Mit diesen Überlegungen sind die oben angegebenen Besonderheiten der Einbrennprobe (ihre Schärfe und Ungleichmäßigkeit der Ergebnisse) sehr gut erklärt, da für die Breite der Probe u. dgl. keine Regel besteht.

Die unter 2. a) angegebene Wirkung kann z. B. bei der T-Schweißprobe in dem Augenblick eintreten, wo der Heftpunkt in der Mitte flüssig gemacht wird und der Schweißanfang bereits erstarrt ist. Dann biegen sich die Bleche offenbar in der Mitte vorübergehend nach innen durch.

Die Bedeutung der Schweißspannungen oder -verformungen als Ursache der Schweißrisse ist somit weitgehend geklärt: Sie sind eine notwendige Voraussetzung für das Eintreten von Rissen, und zwar können sie in ganz verschiedenem Grade auftreten und demnach in ganz verschiedenem Maße als Rißursache wirken. Sie sind aber andererseits keine hinreichende Bedingung für die unbedingte Entstehung von Schweißrissen, da die einzelnen Werkstoffarten in ganz verschiedenem Maße Schweißverformungen auszugleichen vermögen.

Es muß noch darauf hingewiesen werden, daß die beschriebenen Untersuchungen und Erkenntnisse auch den Einfluß der Heftung, der Schweißreihenfolge und -richtung, der Vorwärts- oder Rückwärtsschweißung auf die entstehenden Spannungen sehr gut beleuchten.

Die entwickelten Überlegungen gelten auch weitgehend für Nichtisenmetalle, deren Schweißbarkeit gerade an der Schweißrissigkeit vielfach scheitert [8].

3. Werkstoff-Fehler.

Die zweite Frage war, wie weit und welche Werkstoffeigenschaften in ursächlichem Zusammenhang mit den Schweißrissen stehen.

Metallographische Untersuchungen. Hierzu wurde zunächst die Metallographie herangezogen, deren Verfahren ja im allgemeinen zur Erkenntnis des Wesens und der Eigenschaften der Schweißung äußerst fruchtbar sind. In den Schliffuntersuchungen, die an gerissenen und guten Schweißungen in der verschiedensten Art durchgeführt wurden, sieht man, daß die Risse meist den Korngrenzen entlang verlaufen, sich manchmal verästeln und oft Einschlüsse, wahrscheinlich Eisenoxyde, beherbergen. Manchmal ist eine Entkohlung an den Rißrändern zu beobachten, manchmal auch nicht. Sehr stark schweißrissige Werkstoffe zeigen am ungeschweißten Schliff meist auffallend stark ausgeprägte Seigerungszone und verhältnismäßig viele Schlackeneinschlüsse. Am Schweißschliff schweißrissiger Kohlenstoffstähle fallen oft in den großen Perlitkörnern der Überhitzungszone statt der Widmannstättenischen Ferritnadeln eigenartige Ferritflecken von gedrungener Form auf, die in ihrer Mitte kleine Einschlüsse haben. Diese Verunreinigungen haben offenbar als Impfpunkte für die ungewöhnliche Ferritausscheidung gewirkt. Die mit solchen Ferritflecken dicht durchsetzte Überhitzungszone eines sehr stark schweißrissigen Stahlrohres zeigt Abb. 9. Die Einschlüsse innerhalb der Ferritflecken sind teilweise zu erkennen. Abb. 9a zeigt das normale Überhitzungsgefüge eines gut schweißbaren C-Stahles. Diese Erscheinung, zusammen mit der bekannten Tatsache, daß Schwefel Rotbruch erzeugt, ließ die Vermutung aufkommen, daß es sich bei den beobachteten Einschlüssen um Eisensulfid handeln könne; da nämlich das Eutektikum Fe—FeS bereits bei 985° flüssig wird, könnte dadurch nicht nur im Augenblick der Rißentstehung der Zusammenhang des Stahles stellenweise unterbrochen, sondern wahrscheinlich infolge eines größeren Volumens des flüssig gewordenen Eutektikums der Restquerschnitt sogar mit inneren Zugspannungen vorbelastet werden. Durch Anlaufenlassen solcher Schlitze wurde daher versucht, die innerhalb der Ferritflecken liegenden Gefügebestandteile als Eisensulfid an dem blauen Farbton [1] kenntlich zu machen, was aber wegen ihrer Kleinheit und der Ähnlichkeit mit Mangansulfid trotz höchster Vergrößerung nicht einwandfrei gelang.

Chemische Untersuchungen. Zur weiteren Klärung wurde die Analyse herangezogen, worüber hier aber nur

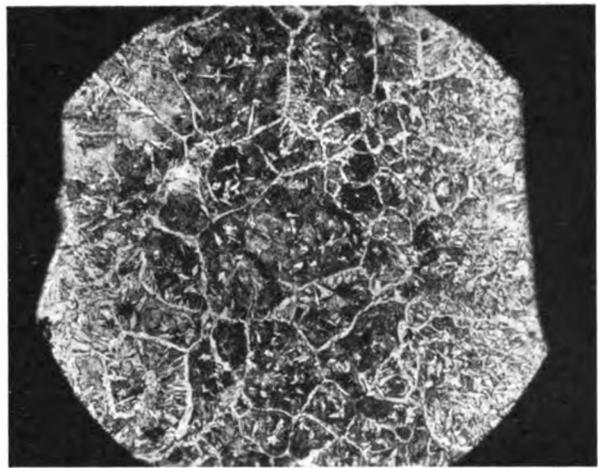


Abb. 9. Überhitzungszone eines stark schweißrissigen Kohlenstoffstahles mit den eigenartigen Ferritflecken.

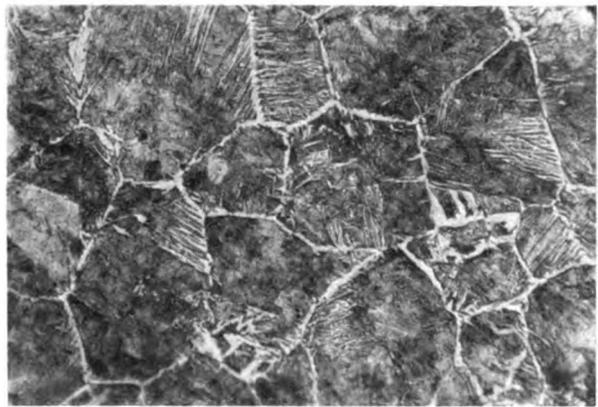


Abb. 9a. Überhitzungszone eines nicht schweißrissigen Stahlrohres. Ferrit als Netz und Widmannstättenische Nadeln.

kurz berichtet werden kann. Eine Reihe von Stählen (Rohr und Blech) verschiedener Schweißrissigkeit, die nach Betriebs- und Prüferfahrungen gesammelt waren, wurden auf alle in Betracht kommenden Bestandteile untersucht. Dabei konnten nach Größe des Schweißrissigkeitsgrades deutlich vier Gruppen unterschieden werden.

Im Silizium- und Mangangehalt scheint nach den Ergebnissen die Schweißrissigkeit kaum begründet zu sein. Auch von den anderen Bestandteilen ist nicht einer allein die Ursache, sondern gewisse Zusammenstellungen von C und (P + S) dürfen zur Vermeidung der Schweißrissigkeit nicht überschritten werden. Die gefundene Abhängigkeit der Schweißrissigkeit von den C- und (P + S)-Gehalten ist in Abb. 10 dargestellt.

Aus den Einzelwerten der Analysen ging infolge des geringen Unterschieds in P und S nicht hervor, wer der Hauptschuldige von Phosphor und Schwefel ist. Jedenfalls aber wurde die bei der metallographischen Untersuchung aufgestellte Vermutung betreffs der Wirkung des Schwefels durch den Analysenbefund bestätigt.

Es ergab sich aber im Laufe der Untersuchungen, daß bei Sonderstählen noch ein anderer Umstand die Schweißrissigkeit verursachen kann. Der hohe Schweißrissigkeitsgrad eines solchen Stahles, der sehr eingehend untersucht wurde, war bei mittelmäßigen Kohlenstoffgehalten und gutem Reinheitsgrad mit den sonstigen Ergebnissen von Analysen nicht gut vereinbar. Der Schweißschliff zeigte das Überhitzungsgefüge eines reinen Kohlenstoffstahles mit normalen Widmannstättenischen Ferritnadeln. Auffallend war aber der sehr geringe Siliziumgehalt, wodurch die Schweißrissigkeit vielleicht irgendwie begün-

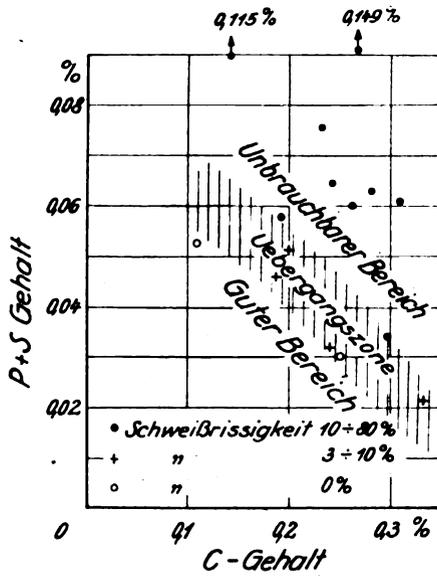


Abb. 10. Einfluß von C- und (P + S)-Gehalten auf die Schweißrissigkeit von unlegiertem Stahl.

stigt wird. Es ist aber auch noch denkbar, daß die Schweißrissigkeit in einer Besonderheit des Herstellungsverfahrens oder dem Vorhandensein irgendeiner anderen Beimengung ihre Ursache hat.

Bei den neueren Erfahrungen wurde an mehreren Stahlarten beobachtet, daß die Häufigkeit der Schlackeneinschlüsse im Schweißbild viel besser mit der Schweißrissigkeit parallel geht als die Gehalte an P und S, was also auch auf noch andere Ursachen hindeutet.

Endlich seien noch in Zahlentafel 2 Feststellungen mitgeteilt, die an einigen legierten Stahlrohren und Blechen gemacht wurden. Im übrigen enthielten sie im wesentlichen noch etwa 0,25 vH Si, 0,5 vH Mn, 1 vH Cr und 0,25 vH Mo.

Zahlentafel 2. Schweißrissigkeit und C-Gehalt von Chrommolybdänstählen.

Stahlblech oder Rohr Nr.	1	2	3	4	5
Schweißrissigkeit Einzelwerte	0,0,0	0,0,4	0,7,0	2,9,2	10,2
Schweißrissigkeit Mittelwerte	0	1	2	4	6
C-Gehalt vH	0,20	0,27	0,28	0,31	0,33
S-Gehalt	Spur	—	—	—	Spur

Bemerkenswert ist, daß die ohne Kenntnis der Analysen festgestellten Schweißrissigkeiten ganz gleichartig mit den Kohlenstoffgehalten steigen; ferner, daß ebenso wie bei den vorhergehenden Feststellungen die Schweißrissigkeit infolge des sehr guten Reinheitsgrades auch bei verhältnismäßig hohen C-Gehalten noch gering ist.

Nach all diesen Beobachtungen steht einwandfrei fest, daß die Neigung zur Schweißrissigkeit eine Eigenschaft ist, die den verschiedenen Stählen in den verschiedensten Graden eigen ist. Wenn über die Ursache der Schweißrissigkeit von Sonderstählen auch noch keine lückenlose Klarheit gewonnen ist, so kann doch als ganz wichtiges Ergebnis gebucht werden, daß der in DIN 1661 angegebene Reinheitsgrad von (P + S) = 0,07 vH, der bisher vielfach als hinreichend für Schweißstähle angesehen wird [2], für die behandelten Zwecke keineswegs ausreicht. Je höher die Schweißfestigkeit, also auch der Kohlenstoffgehalt (s. Abb. 1) eines unlegierten Stahles sein soll, um so niedriger muß der (P + S)-Gehalt gehalten werden. Für die hierfür in Betracht kommenden Zahlenwerte gibt Abb. 10 zusammen mit den Erfahrungen der Schweißpraxis (s. unten) einen guten Anhalt.

Nach einzelnen Vorversuchen scheint der Warm- oder Kaltvergütungszustand auf den Schweißrissigkeitsgrad keinen Einfluß zu haben. Einspannschweißproben mit Cr-

Mo-Stahl, der auf 120 kg/mm² vergütet worden war, zeigten keine Erhöhung der Schweißrissigkeit gegenüber dem weichgeglühten Zustand mit etwa 60 kg/mm² Zugfestigkeit. Auch ein geringer Kaltzug von Kohlenstoff- und Chrommolybdän-Stahlrohren erhöhte die Gefahr der Schweißrisse nicht. Diese Einflüsse werden an anderer Stelle noch genauer untersucht.

b) Vermeidung und Prüfung der Schweißrissigkeit.

Nachdem die Gefahr der Schweißrissigkeit erkannt ist, ist es selbstverständliche Pflicht aller Beteiligten, an lebenswichtigen Schweißungen für ihre unbedingte Vermeidung zu sorgen. Neben zu großer Brenneinstellung haben wir als Hauptursache festgestellt: Zusammentreffen von ungünstigen Werkstoffeigenschaften (ungenügender Reinheitsgrad) mit unmittelbaren und in ganz ungünstigen Fällen mittelbaren Schweißverformungen infolge Einspannwirkung und nachteiliger Heftung und Wärmeverteilung. Zur Vermeidung der Schweißrissigkeit müssen also Werkstoffherzeugung, Gestaltung und Schweißbetrieb, jeder auf seinem Arbeitsgebiet, mitwirken.

In einem sorgfältig arbeitenden und gut geleiteten Schweißbetrieb muß das Einhalten der Vorschriften, wie richtige Brennergröße, neutrale Flammeneinstellung und langsames Abkühlenlassen dauernd von Meistern und Ingenieuren überwacht werden. Durch konstruktive und Betriebsmaßnahmen müssen die Schweißverformungen bewußt beschränkt werden. Aus den beiden oben behandelten Beispielen der T-Schweiß- und Einbrennprobe geht hervor, daß die mittelbaren Schweißspannungen, wenn sie einmal erkannt sind, durch zweckmäßiges Heften, Schweißrichtung, Brennerhaltung u. dgl., z. B. durch Anwendung von Rückwärts- bzw. Rechtsschweißung, einfach vermieden oder wenigstens vermindert werden können. Die unmittelbaren Schweißspannungen lassen sich aber nicht immer ausschalten. Im Flugzeugbau z. B. werden Stahlrohre zu Fachwerken verschweißt, wobei nicht vermieden werden kann, daß die zuletzt eingeschweißten Stäbe einer regelrechten Einspannschweißung ausgesetzt werden. Werden größere Bleche durch eine Längsnaht zu einer Platte verschweißt, so wirkt der erste Teil der Schweißnaht nach seiner Erstarrung für die folgenden Nahtteile als Einspannung.

Daß auch Stähle höherer Festigkeit die Schweißpraxis in dieser Hinsicht befriedigen können, ist durch langjährige Schweißverfahren erwiesen; ja nach altem praktischen Brauch schließt der Begriff »gut schweißbar« geradezu die Werkstoffeigenschaft in sich, die Schweißverformungen ohne Risse ausgleichen zu können.

Für erfolgreiche Bemühungen der Werkstoffherzeugung, die Werkstoffe möglichst unempfindlich gegen Schweißrisse zu machen, ist ein gutes Prüfverfahren die notwendige Voraussetzung. In diesem Bestreben wird an einzelnen Stellen bereits die sog. Kreuzschweißprobe angewandt, die darin besteht, daß zwei Bleche, 50 × 200 mm, in der Mitte kreuzweise aufeinandergelegt und an den Rändern der beiden aneinanderliegenden quadratischen Flächen durch vier Kehlnähte von je 50 mm Länge verschweißt werden. Dabei sollen an gutem Schweißwerkstoff in der Nähe der Schweißstellen keine Risse eintreten.

Bei dieser Probe entstehen ähnliche unmittelbare und mittelbare Verformungen, wie wir sie bei der Einbrennprobe beobachtet haben. Dazu kommt noch, daß die Bleche durch die Schrumpfung der Kehlnaht aus der Blechebene heraus abgelenkt werden, wodurch die Ribbildung noch weiter begünstigt wird. Diese Wirkung ist aber sehr unterschiedlich je nach der zufälligen, mehr oder weniger glatten Aneinanderlage der beiden Bleche. Die Kreuzschweißprobe ist demnach auch sehr scharf und zeigt ungleichmäßige Ergebnisse an.

Die gegebene Prüfmethode auf Schweißrissigkeit mit klaren Verhältnissen ist die Einspannschweißprobe, wobei die Einspannwirkung durch entsprechende Ausbildung des Versuchsstückes selber, oder durch eine Einspann- oder Ein-



schweißvorrichtung erzielt wird. Eine solche Vorrichtung ist unvermeidlich zur Prüfung von Rohren und Bändern. Damit eine solche Prüfmethode Allgemeingültigkeit erhält, ist die Festlegung der Einzelheiten ein dringendes Bedürfnis.

Nach den Erfahrungen, die mit der laufenden Einspannschweißprüfung und deren Betriebsergebnissen vorliegen, kann gesagt werden, daß bei Flugzeugstahlrohren die obere Grenze des in Abb. 10 schraffierten Übergangsbereiches nicht überschritten werden darf. Bei Blechen ist erfahrungsgemäß etwa die untere Grenze einzuhalten.

III. Schweißhärte.

Als Schweißhärte wird ein zweiter Fehler bezeichnet, der leicht an zu schweißenden Stählen höherer Festigkeit auftritt, ohne in der Praxis der Schweißprüfungen bisher genügend beachtet worden zu sein. Darunter ist die Erscheinung zu verstehen, daß der Werkstoff in einer durch die Schweißhitze veränderten Zone so hart und spröde wird, daß dadurch vom Fertigungs- oder vom Festigkeitsstandpunkt aus Schwierigkeiten entstehen können.

Ein Werkstück muß auch nach dem Verschweißen an allen Stellen noch ver- und bearbeitbar sein. Wenn auch die Stähle höherer Festigkeit nach dem Schweißen einer Wärmebehandlung unterzogen werden sollen, so ist dies doch in vielen Fällen nicht möglich, z. B. bei Flugzeugrümpfen und -leitwerken, wenigstens mit den uns heute zur Verfügung stehenden Mitteln. Wegen Verziehs oder ungenauer Maßhaltigkeit, welche Erscheinungen meist nicht vermieden werden können, läßt sich aber ein Richten der verschweißten Teile im allgemeinen nicht umgehen, und dabei wird gerade die Zone der höchsten Härte und Sprödigkeit, die meist unmittelbar neben der Schweißnaht liegt, am stärksten in Mitleidenschaft gezogen. Hinzu kommt die durch die Fuge zwischen Raupe und Überhitzungszone hervorgerufene Kerbwirkung, die die Gefahr der Ribbildung beim Richten noch erhöht. Auch dürfen Bohren und Gewindeschneiden neben der Schweißnaht durch Lufthärtung nicht allzu stark erschwert werden.

Daß außerdem mit wachsender Härte neben der Schweißnaht von einem gewissen Punkte ab die Schwingungsfestigkeit der Schweißverbindung stark abfällt, ist durch Dauerbiegeversuche mit geschweißten Stahlrohren festgestellt worden, worüber an anderer Stelle eingehend berichtet wurde [4]. Die Schweißhärte bedeutet also insbesondere bei legierten Schweißstählen eine von Erzeugern und Verbrauchern wohl zu beobachtende Gefahr.

a) Ursachen.

Die Ursache der Schweißhärte ist in erster Linie in der Zusammensetzung des Stahles zu suchen. Wie eingangs auseinandergesetzt, führt das Streben nach Erhöhung der Werkstoff-Festigkeit zu höherer Kohlung und Legierung der Schweißstähle. Auch das Bedürfnis nach hoher Vergütbarkeit ist in diesem Sinne zu erwähnen. Und hierbei wird in der oft etwas einseitigen Sorge um eine genügend hohe Festigkeit die zulässige Grenze der Beimengungen nach den Erfahrungen der Schweißpraxis sehr leicht überschritten. Außer den besonderen Legierungselementen sind Kohlenstoff und Mangan an der Härtewirkung fast immer sehr stark beteiligt. Manganzusatz erniedrigt die Umwandlungspunkte und die kritische Abkühlungsgeschwindigkeit, bei der die Sekundärkristallisation unterdrückt wird. Die neben der Schweißnaht liegende Zone wird nach dem Schweißen aus dem oberen γ -Gebiet verhältnismäßig rasch über den Bereich der Sekundärkristallisation abgekühlt. Durch die hohe Erhitzung wird erstens die Lösung der Karbide sehr vollständig und zweitens das γ -Korn verhältnismäßig stark angewachsen sein. Diese beiden Umstände zusammen mit der erhöhten Luftabkühlungsgeschwindigkeit der dünnen Wandstärken sind sehr ungünstig für die Durchbildung der Sekundärkristallisation, und es bilden sich bei etwas reichlich bemessenen Beimengungen leicht Martensitinseln in einem meist sorbitartigen Gefüge, oder gar vollständig martensitische Überhitzungszonen. Sorge des

Schweißbetriebes muß es sein, daß die Abkühlungsgeschwindigkeit nicht durch irgendwelche ungewöhnlichen Umstände erhöht wird, z. B. durch Zugluft, zu niedrige Außentemperatur oder durch Ablegen der Schweißstücke auf kalte, die Wärme gut ableitende Unterlagen, wie zu starke Eisen- oder Steinplatten.

Es sei darauf hingewiesen, daß Schweißhärte und Schweißrissigkeit nicht im Zusammenhang miteinander stehen, d. h. daß schweißharte Stähle nicht schweißrissig zu sein brauchen und umgekehrt.

b) Prüfung und Vermeidung der Schweißhärte.

Bei der Frage nach einer geeigneten Prüfung auf Schweißhärte kommt dafür zunächst die bekannte Faltprobe in Betracht, die man als technologische Schweißprüfung von der allgemeinen Materialprüfung übernommen hat. Statt des homogenen Stabes stellt man einen Stab her, der in der Mitte quer stumpf geschweißt ist. In der Zone dieser Querrand soll die Biegung und Faltung erzeugt werden.

Zur Prüfung einer Elektrode bei dicken Blechen und entsprechend breiter Schweißnaht ist dies eine brauchbare technologische Prüfung des Schweißdrahtes und der Schweißnaht; und wohl auch der Schweißung an sich, da bei diesen Anwendungsgebieten im allgemeinen keine lufthärtenden Stähle in Gebrauch sein dürften. Für die Verhältnisse des Leichtbaues ist diese Prüfmethode jedoch aus folgenden Gründen nicht geeignet: Bei den hier in Betracht kommenden dünnen Wandstärken soll die Schweißnaht stärker sein als diese selbst und dies hat zweierlei zur Folge: erstens, daß das so entstehende Gebilde eine gleichmäßige Biegung der beschriebenen Art kaum zuläßt, so daß die Ergebnisse je nach den Versuchszufälligkeiten stark schwanken; zweitens, daß zum Verschweißen von höherwertigen Stählen wegen des größeren Querschnittes ein etwas weicherer Schweißdraht, insbesondere betr. C-Gehaltes verwendet werden kann, wovon man wegen der eingangs beschriebenen metallurgischen Gesichtspunkte und aus Gründen der Wirtschaftlichkeit (das weiche Eisen fließt leichter) gerne Gebrauch macht. Daher liegt bei den uns angehenden Fällen der Gefährpunkt im allgemeinen im Schweißgut und nicht im Schweißdraht.

Aus ähnlichen Erwägungen heraus wurde von A. Rechtlich [2] die Faltprobe mit zwei Blechstreifen angewendet, die auf ihrer ganzen Länge in der Mitte zusammengeschweißt werden, so daß die Schweißraupe selbst und jede Zone für sich gleichzeitig gebogen werden. Aber auch diese Prüfmethode hat sich nicht als in jeder Weise befriedigend erwiesen. Die Spannungs- und Verformungsverhältnisse sind dabei auch unklar und abhängig von der nach Zufall ungleichmäßig ausfallenden Schweißraupe mit ihren vielen Querschnittsverschiedenheiten. Dadurch sind auch die Ergebnisse dieser Probe sehr ungleich, und sie sagt wenig über das aus, worauf es eigentlich ankommt.

Zur Feststellung, ob und wie weit ein Stahl als schweißhart anzusprechen ist, können folgende Prüfverfahren empfohlen werden:

1. Feststellung des Härteverlaufs neben der Schweißnaht;
2. Schweißschliff;
3. Abbiegeprobe von Anschweißlappen in der härtesten Zone, die nach 1. bestimmt wird.

Die erste Prüfung ist ebenso einfach wie aufschlußreich. Im Abstände von mindestens 3 mm, unmittelbar an der Schweißnaht angefangen, werden bis zum unbeeinflussten Werkstoff durch Kugeleindrücke die Härte und somit die Festigkeit festgestellt und der Verlauf aufgezeichnet. Aus dieser Beziehung mit den höchsten und niedrigsten Festigkeitswerten erhält der Werkstoffkundige einen sehr guten Einblick in die Eigenschaften des Stahles (s. Abb. 11 und Zahlentafel 3). Die Prüfung kann bei Anwendung der Rockwellhärte F (Kugeldurchm. $\frac{1}{16}$ " , Belastung 10 + 50 kg) bei den Stählen höherer Festigkeit bis zu 1 mm Wandstärke ausgeführt werden.

Auch der Schweißschliff ist ein guter Anzeiger für die Schweißhärte eines Stahles. Das Verhältnis, in dem der

Martensit in einer Schweißzone auftritt, ist ein sicheres Zeichen für entsprechende Schweißhärte.

Die Abbiegeprobe endlich hat sich folgendermaßen als zweckmäßig erwiesen: 20×30 mm große Lappen von dem zu prüfenden Blech oder gerade gebogenem Rohr werden in einer Reihe nebeneinander etwa auf ein Stück Abfallstahlrohr durch Kehlnähte aufgeschweißt. Dies wird dann in einen Schraubstock eingespannt und die Lappen werden mit einer spitzen Flachzange von Hand abwechselnd nach beiden Seiten umgebogen, indem die Spitzen der Flachzange in doppelter Blechstärke von der Schweißraupe entfernt angesetzt werden. Die Biegung geht abwechselnd nach den beiden Seiten der Kehlnaht, die auf einer Seite angeordnet ist (s. Abb. 12). Das Abbiegen kann man sehr genau beim ersten Anriß unterbrechen, da die Biegekraft in diesem Augenblick nach einem deutlich spürbaren Höchstbetrag plötzlich nachläßt.

Bei der beschriebenen Anordnung ist das Ergebnis von 6 Abbiegelappen, der mittlere Abbiegewinkel, sehr gut zu übersehen. Er kann auf einen Winkelmesser projiziert und abgelesen werden.

Diese Abbiegeprobe hat gegenüber den obenerwähnten den Vorteil der größeren Klarheit und Gleichmäßigkeit der Ergebnisse, und zweitens der besseren Übereinstimmung mit den Verhältnissen der Praxis. Nach langen Prüf- und Betriebserfahrungen dürfen in der Überhitzungszone nicht mehr als $90 \div 100 \text{ kg/mm}^2$ Festigkeit festgestellt werden, wenn man Schwierigkeiten mit Sicherheit vermeiden will. Im Schweißschliff tritt dann überhaupt kein Martensit auf, und die Abbiegemöglichkeit von Schweißlappen sollte in beiden Richtungen mindestens 90° betragen. In der laufen-

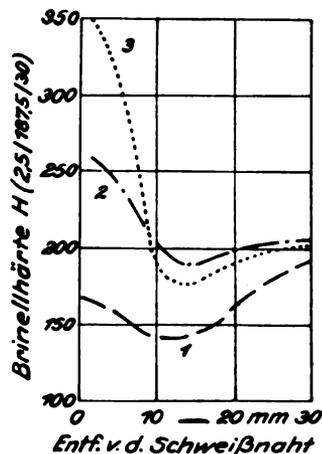


Abb. 11. Verlauf der Brinellhärte $H (2,5/187,5/30)$ in Schweißungen verschiedener Stähle (vgl. Zahlentafel 3).

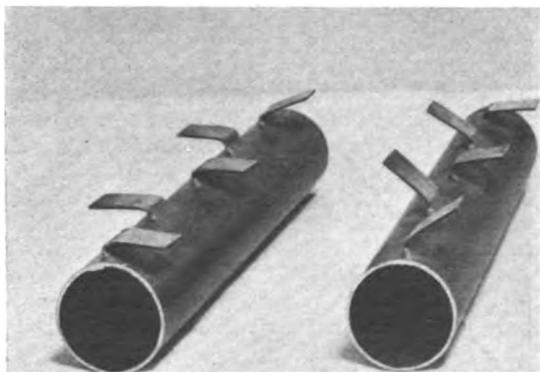


Abb. 12. Abbiegeprobe.

Zahlentafel 3. Zusammenhang zwischen Schweißhärte und anderen Eigenschaften bei verschiedenen Stählen (vgl. Abb. 11).

Stahl Nr.	Stahlart	Wandstärke mm	Größte Härte neben der Schweißnaht $H (2,5/187,5/30)$	Gefüge der Überhitzungszone	Schweißfestigkeit		Mittl. Abbiegewinkel von Anschweißlappen
					σ_B kg/mm ²	σ_W kg/mm ²	
1	C-Stahl $C = 0,33 \text{ vH}$	2	170	Grobes Perlitkorn mit Widmannstättenschen Nadeln im Ferritnetz	50	20	90°
2	Cr-Mo-Stahl	1	250	Sorbitartiger Ferrit-Perlit	60	22	90°
3	Cr-Mo-Stahl	1	350	Grobnadeliger Martensit	64	17	40°

den Materialprüfung ist es zweckmäßig, mit dem Schweißschliff oder der Schweißbrinellprobe zunächst eine Übersicht zu gewinnen und im Zweifelsfalle noch die Abbiegeprobe heranzuziehen.

Beim Prüfen wie in der Fabrikation muß selbstverständlich, wie vorstehend erwähnt, auf normale Abkühlungsverhältnisse geachtet werden.

In Abb. 11 und Zahlentafel 3 sind die behandelten Eigenschaften dreier Stähle angegeben. Stahl Nr. 3 sollte wegen zu großer Schweißhärte und der damit verbundenen ungünstigen Eigenschaften im Flugzeugbau nicht verwendet werden.

IV. Zusammenfassung.

Nach einer Übersicht über Entwicklung und Stand der Werkstoff-Frage betreffsschweißbaren Stahls im Flugzeugbau werden die allgemein weniger bekannten Schwierigkeiten behandelt, die insbesondere an Stählen höherer Festigkeit leicht auftreten, und zwar:

1. ihre Erscheinungsformen und die damit verbundenen Schwierigkeiten,
2. ihre Ursachen und
3. ihre Prüfverfahren.

Der Begriff der Schweißrissigkeit wird festgelegt und die Erscheinung durch Beispiele der Praxis erläutert. Alle in Betracht kommenden Ursachen werden aufgezählt, und es werden Versuchsmaßnahmen angegeben, durch die die Nebeneinflüsse ausgeschaltet und die Hauptursachen untersucht werden können:

1. die Schweißspannungen und
2. Materialfehler.

Zu 1.: In drei grundlegenden Versuchen werden die beim Schweißen eines schmalen Stabes entstehenden Längenänderungen bzw. Spannungen beobachtet, die bei freier Schweißung, bei Behinderung der Ausdehnung und bei Behinderung der Ausdehnung und Zusammenziehung entstehen. Danach wird die sog. »Einspannschweißprüfung« entwickelt und mit anderen Verfahren, der »Einbrennprobe« und der »T-Schweißprobe« verglichen. Dabei stellt es sich heraus, daß zu den bekannten unmittelbaren Schweißverformungen an gewissen Schweißstellen noch eine andere in ihrer Ursache bisher nicht erkannte Art von Schweißwirkungen hinzukommt, die »mittelbare« Schweißverformungen genannt werden.

Der Werkstoffeinfluß wurde durch metallographische und chemische Untersuchung von Stählen verschiedener Schweißrissigkeit untersucht. Die schweißrissigen Stähle zeigen in beider Hinsicht Besonderheiten. Zu hohe Gehalte an C und P + S erscheinen als die Hauptursache der Schweißrisse, wobei die Verunreinigungen die wichtigere Rolle spielen. Aus der eingehenden Untersuchung einer Sonderstahlsorte geht weiter hervor, daß noch andere Umstände Einfluß auf die Schweißrissigkeit haben können.

Für das in Betracht kommende Prüfverfahren auf Schweißrissigkeit werden Richtlinien gegeben, und auf die Notwendigkeit hingewiesen, die Einzelheiten festzulegen, um zu einer allgemeingültigen Prüfmethode zu gelangen.

Zu 2.: Als zweite Schweißschwierigkeit, die leicht an höherwertigen Stählen auftritt, wird die Schweißhärte behandelt. Nach Erläuterung der Erscheinung und der dadurch auftretenden Schwierigkeiten werden die Ursachen angegeben, die in der Zusammensetzung des Stahles in Verbindung mit der beim Schweißen entstehenden Wärmebehandlung liegen.

Auf Grund dieser Erfahrungen und Untersuchungen werden Prüfverfahren zur Feststellung und Vermeidung der Schweißhärte vorgeschlagen, und zwar:

1. Feststellung des Härteverlaufs neben der Schweißnaht,
 2. Schweißschliff,
 3. Abbiegeprobe von angeschweißten Lappen.
- Diese Verfahren werden erläutert.

Schrifttum.

- [1] Oberhoffer, Das technische Eisen, 2. Aufl., Berlin 1925.
 [2] A. Rechtlich, Grundlagen für die konstruktive Anwendung und Ausführung von Stahlrohrschweißungen

- im Flugzeugbau. Diss. Berlin 1930. DVL-Jahrbuch 1934, S. 379—438. Verl. R. Oldenbourg, München.
 [3] A. Rechtlich, desgl. wie unter [2]. Autogene Metallbearbeitung, 25. Tg. (1932), S. 258.
 [4] J. Müller, Untersuchung über die Schwingungsfestigkeit der Schweißverbindung von Stahlrohren verschiedener Zusammensetzung, die für Konstruktionszwecke, insbesondere für Fachwerkbau in Betracht kommen. Diss. Berlin 1932. Selbstverl. d. Verf.
 [5] E. Helfrich, Spannungen beim Schweißen; Die Wärme, Bd. 55, S. 654 (1932).
 [6] H. Gehring, Schrumpfspannungen bei elektrisch geschweißten Stumpfnähten; Mitteilungen aus dem Forschungsinstitut der Verein. Stahlwerke A. G. Dortmund, Bd. 3, Liefg. 5.
 [7] v. Roeßler, Spannungen in Schweißnähten; Autogene Metallbearbeitung, Bd. 26 (1933), S. 273.
 [8] de Ridder, Schweißen von Hydranalium: Vorträge und Aussprachen der 71. Hauptversammlung des VDI, VDI-Verlag 1934.

Untersuchung über den gegenseitigen Einfluß von Tragflügel und Körpern, die sich auf der Tragflügeldruckseite befinden.

Von Hanns Müss.

Die als Dissertation an der Technischen Hochschule Hannover entstandene Arbeit behandelt die Frage der gegenseitigen Beeinflussung von Tragflügel und Störungskörpern auf der Druckseite. Es wird über Druckverteilungs- und Widerstandsmessungen berichtet, die an einem Tragflügel und verschiedenen Störungskörpern, allein und in Verbindung miteinander, angestellt wurden. Außerdem werden die Geschwindigkeits- und Druckänderungen durch Rechnung bestimmt und daraus die Einflüsse der Störungskörper ermittelt. (Die Bezeichnungen stimmen nur z. T. mit denen der Falu überein, da die Arbeit vor Erscheinen der Falu-Bezeichnungen abgeschlossen war).

Gliederung.

- I. Bezeichnungen.
- II. Einleitung.
- III. Übersicht über Versuchs- und Rechnungsdurchführung.
- IV. Versuchseinrichtung und -durchführung.
- V. Versuchsergebnisse.
 1. Der Zylinder.
 2. Die Strebe.
 3. Der Rotationskörper.
 4. Der Tragflügel ohne und mit Störungskörper.
- VI. Die Widerstände der Körper bei Beeinflussung durch den Tragflügel.
- VII. Rechnerische Behandlung des Tragflügels und der Störungskörper.
 1. Der Tragflügel.
 2. Der Zylinder.
 3. Die Strebe.
 4. Der Rotationskörper.
- VIII. Tragflügel und Störungskörper.
 1. Tragflügel und Zylinder.
 2. Tragflügel und Strebe.
 3. Tragflügel und Rotationskörper.
- IX. Vergleich zwischen rechnerischem und Versuchsergebnis.
- X. Zusammenfassung.

I. Bezeichnungen.

- U Geschwindigkeit der ungestörten Strömung,
 u Geschwindigkeit an einer bestimmten Stelle mit den Komponenten u_x und u_y ,
 für den Tragflügel u_T , u_{xT} und u_{yT} ,
 für die Störungskörper u_S , u_{xS} und u_{yS} .
 u_T Zirkulationsgeschwindigkeit,
 $q = \rho/2 U^2$ Staudruck, wobei $\rho = \gamma/g$ die Luftdichte,
 P statischer Druck bei ungestörter Strömung,
 p statischer Druck an einer bestimmten Stelle,
 p/q dimensionslos gemachter statischer Druck
 (für den Versuch $(p/q) V$),
 (für die Rechnung $(p/q) R$),
 c_a Auftriebsbeiwert der Tragfläche,
 c_{aD} Auftriebsanteil der Druckseite,
 c_{aS} Auftriebsanteil der Saugseite,

- α Anstellwinkel der Tragfläche,
 a Abstand von der Druckseite der Tragfläche,
 t Tiefe der Tragfläche,
 t_s Tiefe der Strebe,
 δ Spitzenwinkel der Strebe,
 r_A, r_B, ϱ_A und ϱ_B Fahrstrahlen einer komplexen Funktion,
 δ der von r_A und r_B eingeschlossene Winkel,
 Θ der von ϱ_A und ϱ_B eingeschlossene Winkel,
 L_R Länge des Rotationskörpers,
 e Längeneinheit des Rotationskörpers.

II. Einleitung.

Die steigenden Forderungen der Flugzeugleistungen stellen dem Flugzeugkonstrukteur immer wieder die Aufgabe, bei Hochleistungsflugzeugen sämtliche erfaßbare Faktoren, die einen Einfluß auf die Leistung haben, zu berücksichtigen. Vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Einfluß von Körpern auf der Druckseite eines Tragflügels auf den Auftrieb und die Rückwirkung des Tragflügels auf den Körper. Die Klärung dieser gegenseitigen Beeinflussung ist für manche Fälle von Wichtigkeit. Verschiedene Flugzeugmuster in Hochdeckerbauart tragen auf der Druckseite ihres Tragflügels Motorengondeln, andere in Doppeldeckerbauart haben ihre Motoren zwischen den Tragflächen. Hierbei hat die einzelne Motorogondel, die als Stromlinienkörper ausgebildet ist, einen gewissen Abstand vom Tragflügel. Je nach der Anordnung der Gondel ergibt die gegenseitige Beeinflussung eine Leistungsverminderung, die sich beim Start durch die Erhöhung der tragfähigen Mindestgeschwindigkeit, im Fluge durch Verminderung der Steigfähigkeit und der Reisegeschwindigkeit äußert.

Beim Tiefdecker mit nicht einziehbarem Fahrgestell hat auch das Rad mit und ohne Verkleidungshaube die Bedeutung eines Störungskörpers. Eine besondere Art der Rad- und Fahrgestellverkleidung ist die von der Tragfläche ausgehende sogenannte Hose in Strebenform. Dem Fahrgestell ist allerdings nicht die große Bedeutung wie den erstgenannten Körpern beizumessen, da es sich bei nicht allzu großer Spurweite in dem Bereich der Auftriebsstörung durch den Rumpf befindet.

Wenn auch der tragende Anteil der Druckseite je nach dem Anstellwinkel nur $5 \div 20$ vH vom Gesamtauftrieb einer Tragfläche beträgt, so lohnt doch in manchen Fällen eine Nachrechnung der entstehenden Verluste, zumal sich die durch rotationssymmetrische und ähnliche Körper her-

vorgerufenen Auftriebsstörungen auf ein Minimum beschränken, in vielen Fällen sogar ganz ausschalten lassen.

III. Übersicht über Versuchs- und Rechnungsdurchführung.

Die Untersuchung des gegenseitigen Einflusses von Tragflügel und beliebigen Körpern auf der Tragflügeldruckseite wird in zwei Fragegruppen unterteilt.

1. Wie weit erstreckt sich die vom Körper am Tragflügel hervorgerufene Auftriebsstörung und wie groß ist diese?
2. Welche Rückwirkung hat der Tragflügel auf die Strömung am Körper?

Zur Klärung vorliegender Fragen wurden im Windkanal des Institutes für Aeromechanik und Flugtechnik der Technischen Hochschule Hannover Druckverteilungs- und Widerstandsmessungen an einer Tragfläche mit Körpern auf deren Druckseite vorgenommen. Die Körper waren ein Zylinder, eine Strebe, ein Rotationskörper und Radverkleidungshauben.

Die durch die Körper hervorgerufene Auftriebsstörung am Tragflügel erstreckt sich über einen gewissen Teil der Tragflügelspanweite. Daher beschränkt sich die Kanaluntersuchung nur auf einen Tragflügelausschnitt. Zu diesem Zweck wurde der Tragflügel auf beiden Seiten mit Endscheiben versehen. Um eindeutige Strömungsverhältnisse (zweidimensionales Strömungsproblem) am Zylinder und an der Strebe zu haben, erhielten auch diese Endscheiben, wobei in der Kombination Tragflügel — Zylinder bzw. — Strebe nur das freie Ende mit einer Endscheibe versehen war.

Die Druckmessungen wurden am Tragflügel, am Zylinder, an der Strebe und am Rotationskörper vorgenommen und zwar für den Tragflügel und die Körper allein und für ihre Kombinationen. In der Kombination Tragflügel und Körper stehen der Zylinder und die Strebe senkrecht zur Flügelsehne, während der Rotationskörper parallel zur Sehne liegt.

Bei den Widerstandsmessungen wurde der Tragflügel als Blende benutzt und der Widerstand eines Rades und einer Radverkleidungshaube in verschiedenen Abständen vom Tragflügel gemessen.

Da es für die Konstruktion weniger auf die genaue Kenntnis des theoretischen Strömungsverlaufes als auf ein prozentuales Abwägen der gegenseitigen Beeinflussung ankommt, wird von vornherein versucht, die auftretende Geschwindigkeits- und damit auch Druckänderung durch einfache Rechnung zu erfassen. Der Behandlung des Tragflügels, des Zylinders und der Strebe wird ein zweidimensionales Problem zugrunde gelegt. Die Kombination ergibt ein Strömungsproblem, bei welchem dem ebenen Strömungsfeld des Strömungskörpers eine durch den Tragflügel bedingte zusätzliche Geschwindigkeit zu überlagern ist. Da der Auftrieb des Tragflügels selbst durch Überlagerung von Parallelströmung und Zirkulation entsteht, so liegt die Annahme nahe, dem Geschwindigkeitsfeld des Strömungskörpers die Zirkulationsgeschwindigkeit zu überlagern, und so sowohl den Auftrieb in den einzelnen Flügelschnitten als auch die an den Körpern auftretenden Änderungen zu ermitteln.

Zunächst ist die Grenze des Störungsgebietes festzulegen. Hierbei ist die Annahme gemacht, daß sich die Störung lediglich auf die Druckseite des Tragflügels beschränkt, die Saugseite also unbeeinflusst ist. Diese Annahme wird durch die Versuche bestätigt. Die Grenze des Störungsgebietes ist dann erreicht, wenn die Höchstgeschwindigkeit um den Strömungskörper auf die Anströmungsgeschwindigkeit abgeklungen ist. Diese Grenze ist von der Gestalt des Körpers abhängig. Während z. B. beim Zylinder die Höchstgeschwindigkeit am Umfang gleich der doppelten Anblasegeschwindigkeit ist, ergeben sich bei einer Strebe je nach deren Schlankheitsgrad geringere Werte. Dementsprechend haben auch die von den Körpern hervorgerufenen Störungen

verschiedene Ausdehnung. Teilt man den Auftriebsbeiwert c_a des Tragflügels in den Anteil der Saugseite $c_{a,s}$ und den der Druckseite $c_{a,D}$ auf, dann ist $c_{a,s}$ über die ganze Flügelbreite konstant, während $c_{a,D}$ von Null (Mitte des Störungskörpers) bis zum ungestörten Wert ansteigt.

Nun gilt es, die Geschwindigkeiten in verschiedenen Abständen vom Störungskörper zu ermitteln. Hierbei hat die Untersuchung längs einer Stromlinie wenig Zweck, da die Kurven, längs denen die Geschwindigkeitsermittlung erfolgt, in der Weiterbehandlung durch Geraden zu ersetzen sind. Man wählt Geraden, die in Richtung der ungestörten Anblasegeschwindigkeit liegen.

Getrennt von den Strömungsverhältnissen um die Störungskörper wird der Tragflügel behandelt. Ob man den Tragflügel nach seinem vorgegebenen Profil behandelt oder ihn durch ein Joukowsky Profil ersetzt, dürfte von untergeordneter Bedeutung sein. Im vorliegenden Fall wurde die Druckverteilung über dem Profil nach dem Verfahren von Geckeler ermittelt. Aus dieser wurde die Zirkulation bestimmt, die als Einzelwirbel im Druckpunkt zur Bestimmung der Größe der Zirkulationsgeschwindigkeit in den einzelnen Profilverteilungen benutzt wurde. Die Zulässigkeit dieses Verfahrens wurde durch die Aufteilung der Zirkulation in eine Wirbelstrecke geprüft.

Aus der erhaltenen Druck- bzw. Geschwindigkeitsverteilung über der Saug- und Druckseite des Tragflügels errechnet sich der den Unter- und Überdruck erzeugende Anteil der Zirkulationsgeschwindigkeit u_T an den jeweiligen Punkten zu

$$u_T = U \pm u.$$

Bei diesem Ansatz ist zu berücksichtigen, daß er als Näherungsrechnung nur für schlanke Körper wie es Profile sind, nicht aber z. B. für einen Zylinder mit Zirkulation gültig ist. Da die Lage des Störungskörpers zum Tragflügel bekannt ist, kann nun der Einfluß des Störungskörpers auf den Tragflügel durch Überlagerung dieser Zirkulationsgeschwindigkeit mit dem Geschwindigkeitsfeld des Störungskörpers gewonnen werden. Hierbei wird noch folgende Vereinfachung gemacht: Die Strömungsebene des Tragflügels steht senkrecht auf der des Störungskörpers, so daß die Projektion der Tragflügelströmung auf die des Störungskörpers linear ist. Da aber im vorliegenden Fall lediglich die Strömung der Druckseite interessiert, liegt die Zirkulationsgeschwindigkeit in Richtung der Anblasegeschwindigkeit, wohingegen die Strömung um den Störungskörper eben ist. Nun ist der senkrecht zur Anblaserichtung (y -Koordinate) (Abb. 1) liegende Anteil der Körperströmung $u_{y,s}$ klein gegenüber dem in Anblaserichtung liegenden $u_{x,s}$ (x -Koordinate), sodaß die Größe der Resultierenden u_s wenig von $u_{x,s}$ abweicht und damit auch $u_s \approx u_{x,s}$ — u_T wenig von $u_{x,s} - u_T$. Es genügt in den meisten Fällen die erstgenannte Differenz zu bilden.

Mit Hilfe der Bernoullischen Gleichung läßt sich dann die Druckverteilung über der Profiltiefe berechnen, die Integration über derselben von Schnitt zu Schnitt ergibt die Auftriebsverteilung über der Tragflügelspanweite. Durch Vergleich zwischen ungestörter und gestörter Auftriebsverteilung erhält man die Verluste durch die Störung.

Eine ähnliche Behandlung erfährt ein Rotationskörper, dessen Längsachse parallel zur Tragflügelsehne liegt. Da die Strömung durch die Tragflügeldruckseite abgelenkt wird, befindet sich der Rotationskörper selbst bei größeren Anstellwinkeln der Tragfläche in nahezu achsialer Strömung. Die Geschwindigkeitsverteilung an dieser läßt sich in erster Annäherung unter Annahme unendlicher Tragflügeltiefe durch Spiegelung des Rotationskörpers leicht bestimmen. Die Weiterbehandlung ist die gleiche wie früher.

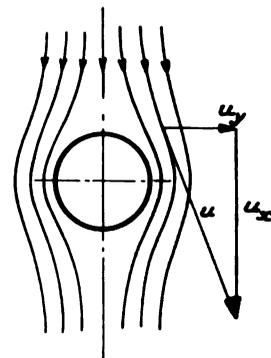


Abb. 1.

IV. Versuchseinrichtung und -durchführung.

Das für die Untersuchung benutzte Profil wurde einem zur Verfügung stehenden Flugzeug entnommen. Dieses zeigt eine dem Profil Göttingen 420 ähnliche Polare. Die Koordinaten des Profils gibt Zahlentafel 1. Die Tiefe der

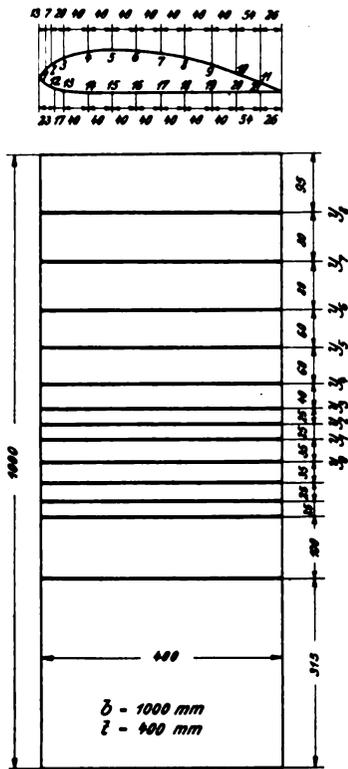


Abb. 2. Tragflügelschema.

Tragfläche des Flugzeuges und die Modelltiefe stehen im Verhältnis 1:5. Die Modellflügeltiefe ist $t = 400$ mm, die Flügelbreite $b = 1000$ mm. Die Breite selbst ist durch 13 Meßleisten unterteilt (Abb. 2). Der Modellflügel besteht aus Gips auf einem Metallgerüst, die Meßleisten sind aus Messing. Letztere sind so angeordnet, daß sich auf der rech-

Zahlentafel 1. Die Koordinaten des Tragflügels.

x	0,0	2,5	5,0	7,5	10,0	20,0	30,0
y_o	5,5	9,7	11,3	13,0	14,4	17,7	19,0
y_u	5,5	2,0	1,3	1,0	0,6	0,0	0,0
x	40,0	50,0	60,0	70,0	80,0	90,0	100,0
y_o	18,2	16,7	14,2	11,3	7,8	4,4	0,0
y_u	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0

ten Tragflächenseite 9 und auf der linken 4 Meßleisten befinden. Die Leisten der rechten Seite wurden für die Hauptmessung, die der linken für die Kontrollmessung benutzt. Jede Leiste ist mit 21 Bohrungen von 1,00 mm Dmr. versehen, die im Mittelteil des Tragflügelprofils einen Abstand von 0,1 t haben. Die Bohrungen gleichen Abstandes von der Vorderkante der Tragfläche sind durch ein gemeinsames

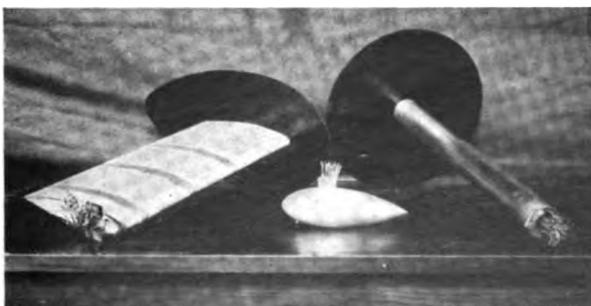


Abb. 3. Die Störungskörper.

Rohr miteinander verbunden, das an ein Vielfachmanometer angeschlossen wurde. In der Mitte der Tragflügelbreite ist auf der Druckseite eine Öffnung zur Befestigung der Störungskörper vorgesehen. Die Störungskörper sind in der Rechnung behandelte Zylinder von $D = 50$ mm = 0,125 t Dmr., die Strebe von $t_s = 200$ mm = 0,500 t Tiefe und der Rotationskörper von $L_r = 200$ mm = 0,500 t Länge (Abb. 3). Die Koordinaten der Strebe und des Rotationskörpers sind aus den Zahlentafeln 2 und 3 ersichtlich.

Zahlentafel 2. Die Koordinaten der Strebe.

x	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
y	0	6,65	8,55	9,25	9,50	9,00	8,00	6,50	4,75	2,50	0

Zahlentafel 3. Die Koordinaten des Rotationskörpers.

x_c	-0,183	-0,10	0,0	0,20	0,40	0,60	0,80	1,0
y_c	0	0,151	0,239	0,367	0,439	0,478	0,497	0,503
x_e	1,25	1,50	1,75	2,00	2,25	2,50	2,75	3,0
y_e	0,503	0,493	0,456	0,416	0,341	0,250	0,15	0,0

Zylinder und Strebe haben eine Länge von $l = 500$ mm = 1,250 t. Die Meßstellen an diesen beiden Körpern sind in drei Schnitten mit $a_2 = 50$ mm = 0,125 t, $a_4 = 175$ mm = 0,4375 t und $a_6 = 300$ mm = 0,750 t angeordnet. Jeder Schnitt hat 7 Meßstellen, deren Bohrungen einen Durchmesser von 0,3 mm haben. Die Unterteilung der Meßstellen am Zylinder ist von 30° zu 30° ; die Koordinaten der Strebenmeßstellen sind $x = 0,0, 0,075, 0,250, 0,425, 0,625, 0,825$ und $0,950 t_s$ von der Vorderkante der Strebe gemessen. Die Messungen mit dem Rotationskörper wurden mit zwei Modellen gleicher Kontur durchgeführt, von denen der eine Körper für die Untersuchung des Einflusses des Rotationskörpers auf den Tragflügel ohne Meßstellen war, sein Abstand vom Tragflügel aber verstellbar war, wohingegen der Abstand des zweiten Körpers mit $a_3 = 57$ mm = 0,1425 t konstant war. An diesem Körper waren 52 Meßstellen mit ebenfalls 0,3 mm Bohrung, die sich auf 5 unter je 45° zueinanderliegenden Längsschnitten verteilten. Hierbei ist noch zu bemerken, daß der vordere und hintere Staupunkt des Körpers für sämtliche Schnitte die gleichen sind, sodaß auf den einzelnen Schnitt 10 Meßstellen mit den Koordinaten $x = 0,05, 0,10, 0,25, 0,45, 0,55, 0,65, 0,775$ und $0,85 L_r$ entfallen. Da durch die Haltestrebe nur 12 Leitungen geführt werden konnten, mußten nach jeder Messung über einem Längsschnitt die durch Ventilschläuche hergestellte Verbindung zwischen Meßpunkt und Leitung der Haltestrebe umgesteckt werden. Die Anordnung im Innern des Rotationskörpers zeigt Abb. 4. Die Leitungen der Haltestrebe sind in der Abbildung von einem Oval umgeben.

Da die von den Körpern hervorgerufene Auftriebsstörung nur begrenzte Ausdehnung hat, das Problem also nur für einen Tragflügelausschnitt gestellt ist, wurden die Versuche der Fragestellung entsprechend durchgeführt. Zu diesem Zweck wurden Tragflügel sowie Zylinder und Strebe an ihren freien Enden mit Endscheiben versehen. Für den Tragflügel ist das Verhältnis der Endscheibengröße h zur Spannweite b $h/b = 0,750$, für den Zylinder $h/l = 0,600$ und die Strebe $h/l = 0,400$ (Abb. 5).

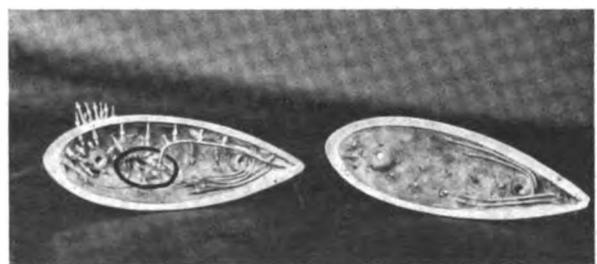


Abb. 4. Inneres des Rotationskörpers.

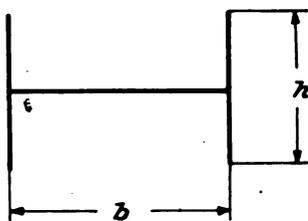


Abb. 5.

Die Tragfläche hatte bei sämtlichen Messungen einen konstanten Anstellwinkel von $\alpha = 7,0^\circ$. Bei der großen Tiefe der Tragfläche im Verhältnis zum Düsendurchmesser des Windkanals ($t/D_{\text{Düse}} = 400/1500 = 0,2665$), mußten die Strömungsverhältnisse vor und hinter der Tragfläche in Hinblick auf einen etwa auftretenden Stau nach der Düsenvorkammer hin und die Größe des Abwindes des Tragflügels untersucht werden. Es zeigte sich, daß der Tragflügel bei dem angenommenen Anstellwinkel keinen Einfluß auf den Druck der Düsenvorkammer hat und die Größe des Abwindes so ist, daß die abwärtsgerichtete Luftströmung noch in den Auffangtrichter des Kanals eintritt.

Nunmehr wurde die Druckverteilung von Schnitt zu Schnitt über dem gesamten Tragflügel ohne Störungskörper bestimmt. Für jede Messung wurden die Bohrungen eines Schnittes geöffnet, während die übrigen durch eine Mischung von Wachs und Fett verschlossen waren. Die Anblasung der Modelle erfolgte mit einer Geschwindigkeit von $U = 30$ m/s. Die im Vielfachmanometer sich einstellende Druckverteilung über einen Tragflügelschnitt wurde photographisch festgehalten. Durch diese Methode sind die durch Druckschwankungen auftretenden Ablesefehler während der Messung nahezu ausgeschaltet, ferner gibt sie eine dauernde Kontrolle der Ergebnisse bei der Auswertung. Beispiel einer solchen Manometeraufnahme ist Abb. 6.

Nachdem die Druckverteilung für den Tragflügel allein bestimmt war, wurden die Störungskörper auf dessen Druckseite gebracht und die gegenseitige Beeinflussung ermittelt. Hierbei ist noch zu bemerken, daß der Tragflügel nicht in der in der Windkanalpraxis üblichen Weise mit der Druckseite nach oben, sondern in der normalen Fluglage aufgehängt war. Den Tragflügel mit einem Störungskörper in der Versuchsstrecke zeigt Abb. 7.

Außer den drei genannten Störungskörpern wurde der Einfluß eines Rades und einer Radverkleidung auf den Tragflügel bestimmt. Die Messungen werden in die zwei der Fragestellung der Arbeit entsprechende Gruppen unterteilt, in die Untersuchung des Einflusses der Störungskörper auf den Tragflügel und dessen Rückwirkung auf die Körper. Insgesamt wurden 110 Druckmessungen vorgenommen.

Gewisse Schwierigkeiten lagen in der einwandfreien Messung der Beeinflussung des Zylinders und der Strebe durch die Tragfläche. Die 21 Meßstellen der beiden Körper

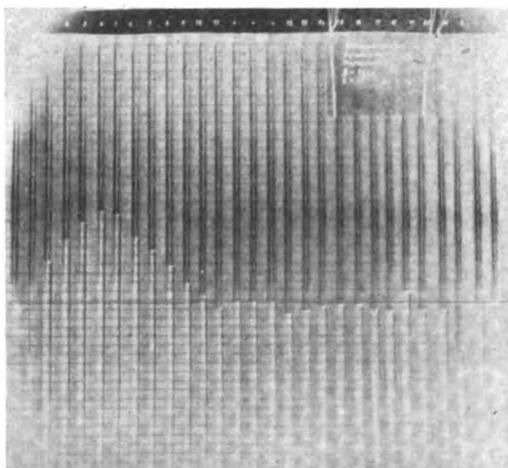


Abb. 6. Beispiel einer Manometeraufnahme.



Abb. 7. Der Tragflügel mit einem Störungskörper in der Versuchsstrecke.

waren gleichzeitig angeschlossen und die Zuleitungen zum Vielfachmanometer durch den Tragflügel geführt. Erst nach verschiedenen Versuchen gelang es, die zwischen die Rohre in den Körper und die dickeren Schläuche zum Vielfachmanometer geschalteten dünnen Ventilschläuche einwandfrei offen zu halten. Besondere Sorgfalt erforderte die Einstellung der Körper derart, daß die vordere Meßreihe, bzw. der vordere Meßpunkt beim Rotationskörper, im Stau- punkt der Strömung lag, und bei der Strebe und dem Rotationskörper der Anstellwinkel gegen die Anblaserichtung Null ist.

Um die gegenseitige Beeinflussung den ungestörten Strömungsverhältnissen gegenüberstellen zu können, wurde die Druckverteilung am Zylinder, der Strebe und dem Rotationskörper auch ohne den Tragflügel gemessen. Hierbei waren die beiden ersten Körper auf beiden Seiten mit Endscheiben versehen.

V. Versuchsergebnisse.

1. Der Zylinder.

Die Untersuchung des Zylinders erfolgte bei einer Reynoldsschen Zahl $R = 1,0 \cdot 10^6$. Vergleicht man den dimensionslos über φ aufgetragenen Druckverlauf mit den Messungen von Flachsbart¹⁾, so stimmt dieser mit dem Flachsbartschen unterkritischen überein. Auf den Unterschied zwischen theoretischem und gemessenem Druckverlauf braucht hier nicht eingegangen zu werden. Durch die Aufteilung von 30° zu 30° wurde die von 70° bis 86° liegende Spitze (s. Hdb. Fig. 37) nicht miterfaßt, sie wurde in Abb. 8 gestrichelt eingezeichnet. Hier sind die Versuchsergebnisse denen der Rechnung gegenübergestellt.

Der Einfluß des Tragflügels ist bis $\varphi = 60^\circ$ nur gering, dagegen zeigen sich starke Abweichungen in dem Totwasser- gebiet hinter dem Zylinder von $\varphi = 60^\circ$ bis 180° von dem ungestörten Druckverlauf. Vermutlich wird auch in dem Gebiet von $\varphi = 60^\circ$ bis 86° ein gleicher Druckverlauf (Spitze) sein, wie beim unbeeinflussten Zylinder. Die Versuchsergebnisse zeigen, daß der Tragflügel keinen Einfluß auf die Art des Strömungszustandes hat, daß also auch bei der Beeinflussung die Wirbelablösung am Zylinder bei $\varphi = \sim 86^\circ$ auftritt. Der Einfluß beschränkt sich somit auf den Druckverlauf. Er nimmt mit abnehmender Entfernung von der Druckseite zu. Im Totwassergebiet zeigt sich eine ähnliche Tendenz des Druckverlaufes für die einzelnen Abstände, wobei allerdings mit abnehmender Entfernung der Druck sich immer mehr einem konstanten Wert nähert.

Die Gegenwart des Tragflügels bedeutet für den Zylinder eine Verminderung des Unterdruckes hinter diesem. Das Verhältnis p/q für $\varphi = 180^\circ$ sinkt z. B. für a_2 auf annähernd die Hälfte des ungestörten Druckes ($p/q = -0,694$ bzw. $-1,230$), d. h. der Unterdruck ist für $\varphi = 180^\circ$ nahezu auf

¹⁾ Hdb. der Exp. Physik, Bd. 4. 2. Teil, S. 316.

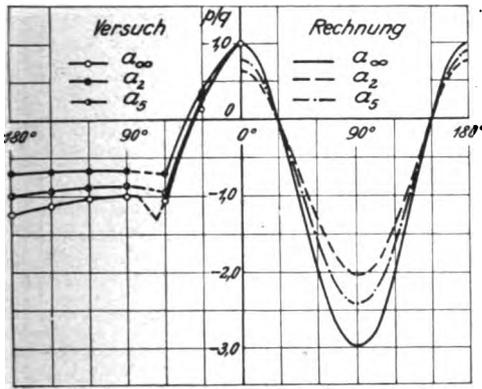


Abb. 8. Ungestörter und gestörter Druckverlauf um den Zylinder.

die Hälfte gesunken. Diese Verminderung ist gleichbedeutend einer Widerstandsverringering des Zylinders durch die Tragfläche. Auf die Änderung des Widerstandsbeiwertes wird später eingegangen.

Der Übergangspunkt vom Über- zum Unterdruck verschiebt sich mit abnehmender Entfernung nach größer werdenden φ -Werten hin. Damit verschiebt sich wahrscheinlich aber auch der Ablösungspunkt, der beim unbeeinflussten Zylinder im unterkritischen Gebiet bei etwa $\varphi = 70^\circ$ liegt. Versuche mit einer Fadensonde waren zu ungenau, um qualitative Aussagen machen zu können.

2. Die Strebe.

Der Druckverlauf über der Strebe zeigt die an ähnlichen Profilstreben gemessene Charakteristik. Der Übergangspunkt vom Über- zum Unterdruck bei der ungestörten Strömung um die Strebe liegt bei $x = 0,04 t_s$, der vom Unter- zum Überdruck bei $x = 0,86 t_s$ und das Druckminimum ist bei $x = 0,30 t_s$ mit $p/q = -0,575$.

Die Beeinflussung der Strömung um die Strebe ist größer als bei dem Zylinder. Der Unterschied in dem Grad beider Beeinflussungen dürfte wohl zum Teil in den Strömungsverhältnissen um die Körper zu suchen sein, wobei die Größe des Totwassers hinter dem Körper eine ähnliche Rolle wie bei der Beeinflussung der Widerstandsbeiwerte durch den Tragflügel (siehe später) spielen wird. Wie wir schon bei den Druckverhältnissen um den Zylinder sahen, beeinflusst die Tragfläche in der Hauptsache das Unterdruckgebiet an den Körpern, es tritt eine Verminderung des Unterdruckes ein. Infolge dieser Verminderung ergibt sich eine Verschiebung der Übergangspunkte vom Über- zum Unterdruck bzw. umgekehrt, die mit der Druckverminderung in unmittelbarer Beziehung steht. Die Verminderung des größten Unterdruckes beträgt bei gestörten Druckverlauf gegenüber dem ungestörten an der Strebe für a_2 86,7 vH, für a_4 71,5 vH und für a_5 61,5 vH. Gleichzeitig verschiebt sich das Druckminimum selbst mit abnehmender Entfernung a nach der Mitte der Strebe zu.

Die Verschiebung der Übergangspunkte beträgt für a_2 0,235 t_s , für a_4 0,065 t_s und a_5 0,05 t_s , gerechnet vom Über-

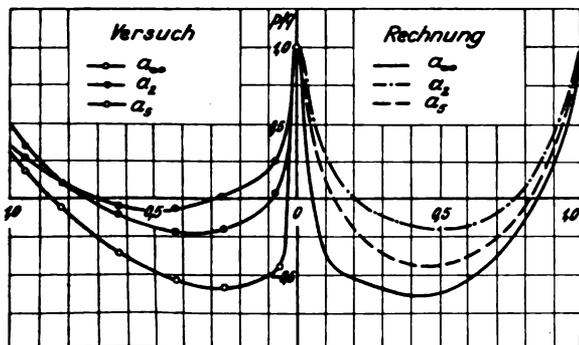


Abb. 9. Ungestörter und gestörter Druckverlauf an der Strebe.

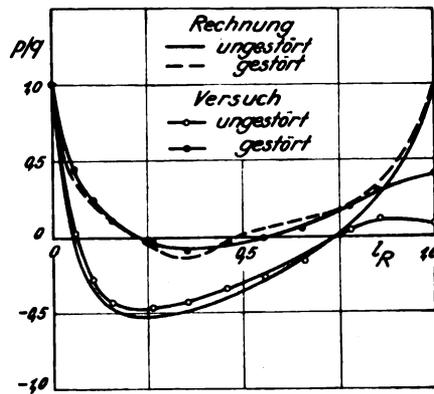


Abb. 10. Druckverteilung am Rotationskörper.

gangspunkt des ungestörten Druckverlaufes. Der Übergangspunkt vom Unter- zum Überdruck ist für die drei beeinflussten Schnitte der gleiche mit einer Verschiebung von 0,13 t_s , d. h. einer Verschiebung nach vorn.

Die Messungen ergaben das in Abb. 9 dargestellte Druckbild.

3. Der Rotationskörper.

Zum Vergleich zwischen ungestörtem und gestörtem Druckverlauf am Rotationskörper kann an sich nur der Längsschnitt herangezogen werden, der von der Tragfläche konstanten Abstand hat. Dieses ist Längsschnitt 3. Bei den Schnitten 1, 2, 4 und 5 ändern sich die Entfernungen, und zwar können Schnitt 1 und 5, und 2 und 4 zusammengefaßt werden, da bei ihnen die Entfernung von der Tragfläche gerade um den Durchmesser des Körpers an der betreffenden Meßstelle verschieden ist.

Das Minimum des ungestörten Druckverlaufes ist $p/q = 0,467$, bei $x = 0,25 L_R$. Die Übergangspunkte liegen bei $x_1 = 0,06 L_R$ und $x_2 = 0,73 L_R$. Die Verminderung des Unterdruckes bei Längsschnitt 3 beträgt 79,2 vH, das Druckminimum liegt jetzt bei $x = 0,40 L_R$. Die Übergangspunkte liegen hier bei $x_1 = 0,24 L_R$ und $x_2 = 0,58 L_R$.

Bemerkenswert ist noch der Druckverlauf am Ende des Körpers. Während der ungestörte Druck bei $x = 0,85 L_R$ mit $p/q = 0,103$ sein Maximum im Anstieg erreicht hat, dann bis $x = 1,00 L_R$ auf $p/q = 0,070$ abfällt, steigt der gestörte Druck von $x = 0,85 L_R$ mit $p/q = 0,308$ noch weiter an und ist bei $x = 1,00 L_R$ $p/q = 0,405$, also annähernd das 5,8fache des ungestörten Druckes, d. h. im 1. Fall liegt schon am Körperende eine Vermischung des Totwassers mit der Außenströmung vor, während diese im 2. Fall erst hinter dem Körper auftritt (Abb. 10).

Die beeinflusste Druckverteilung der Längsschnitte 1, 2, 4 und 5 ist durch einen unregelmäßigen Verlauf gekennzeichnet.

4. Der Tragflügel ohne und mit Störungskörper.

Die Auftriebsverteilung über dem Tragflügel hat durch die Endscheiben rechteckigen Charakter. Die Ermittlung des Auftriebsbeiwertes erfolgte aus der Druckverteilung durch doppelte Integration über der Tragflügeliefe und -breite und ergab bei dem Anstellwinkel von $\alpha = 7,0^\circ$ $c_a = 1,047$. Von dem Gesamtbeiwert entfallen auf die Saugseite $c_{as} = 0,910$ und die Druckseite $c_{ad} = 0,137$. Somit beträgt der Druck 13,08 vH des Gesamtauftriebes und 15,05 vH des Soges.

Bringt man die Störungskörper unter die Tragfläche, so zeigt sich, daß der Körper die Strömung der Saugseite des Tragflügels nicht merklich beeinflussen, daß also praktisch lediglich eine Auftriebseinbuße auf der Druckseite eintritt, wie es später bei der rechnerischen Behandlung vorausgesetzt wird.

Der Druckverlauf bei Beeinflussung durch den Zylinder zeigt in den einzelnen Profilschnitten ein starkes Unterdruckgebiet im 1. Viertel des Tragflügels. Leider konnte der Punkt größter Zylindergeschwindigkeit mit der An-

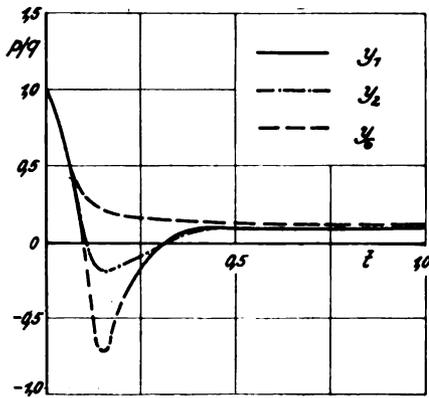


Abb. 11. Durch den Zylinder gestörte Druckverteilung über verschiedenen Tragflügelschnitten (Versuch).

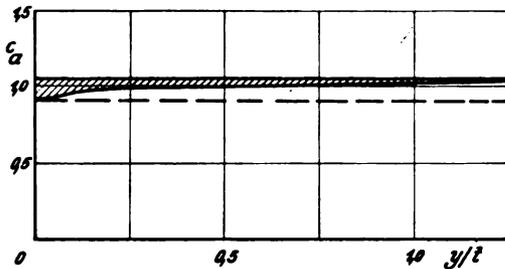


Abb. 12. Auftriebsverteilung bei Störung durch den Zylinder.

ordnung der Meßstellen am Tragflügel nicht erfaßt werden (Abb. 11, s. a. Abb. 27).

Die vom Zylinder hervorgerufene Auftriebsstörung dehnt sich bis zum Tragflügelende aus. Extrapoliert man bis zum völligen Druckausgleich, dann erhält man als Störungsgrenze $\pm 1,4 t$. Der mittlere Auftriebswert beträgt für die Druckseite nunmehr $c_{ad} = 0,075$ gegen $0,137$ ungestört. Das bedeutet also einen Verlust von $45,5 vH$ des Druckes und $6,0 vH$ des Gesamtauftriebes. Der Gesamtauftriebsbeiwert des Störungsgebietes ist somit $c_a = 0,985$. Abb. 12 gibt das Bild der Auftriebsstörung des Versuches.

Das durch die Strebe bedingte Unterdruckgebiet an der Tragfläche erstreckt sich über $0,25 t$ für den Schnitt y_1 . Für y_3 erstreckt es sich über $0,16 t$ und klingt mit zunehmender

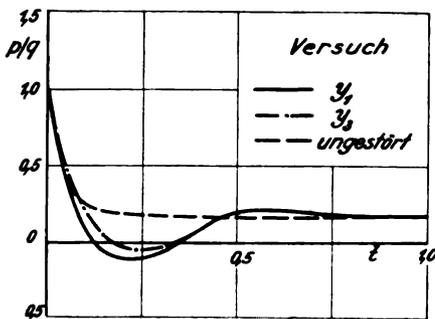


Abb. 13. Durch die Strebe gestörte Druckverteilung über verschiedenen Tragflügelschnitten (Versuch).

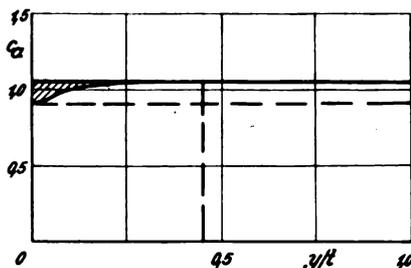


Abb. 14. Auftriebsverteilung bei Störung durch die Strebe.

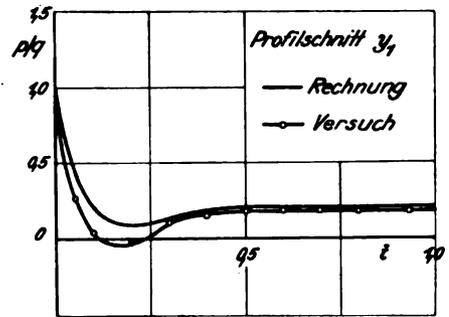


Abb. 15. Durch den Rotationskörper gestörte Druckverteilung über Tragflügelschnitt y_1 .

der Entfernung mehr und mehr ab. Abb. 13 zeigt die Beeinflussung verschiedener Flügelschnitte durch die Strebe.

Das Störungsgebiet erstreckt sich bis $\pm 0,45 t$, dessen Auftriebsbeiwert für die Druckseite $c_{ad} = 0,094$ ist. Das bedeutet für die Druckseite einen Verlust von $31 vH$ und für den Gesamtauftriebsbeiwert des Störungsgebietes $4,1 vH$; demnach ist der Gesamtauftriebsbeiwert selbst $c_a = 1,004$. Die Auftriebsstörung hat den in Abb. 14 gegebenen Verlauf.

Bei der Störung durch den Rotationskörper zeigte sich eine Abhängigkeit der Störung von dem Abstand des Körpers von der Tragfläche. Für den Abstand a_3 wurde für das Störungsgebiet, das sich auf $\pm 0,15 t$ erstreckt, ein $c_{ad} = 0,118$ ermittelt, d. i. $13,3 vH$ Verlust der Druckseite und $1,7 vH$ des Gesamtauftriebes. Für $a = 63 \text{ mm} = 0,1574 t$ bleibt die Ausdehnung des Störungsgebietes annähernd erhalten, dagegen steigt der Auftriebsbeiwert auf $c_{ad} = 0,130$; damit sinken die Verluste auf $4,5 vH$ bzw. $0,61 vH$. Wurde der Rotationskörper noch weiter vom Tragflügel entfernt, so konnte festgestellt werden, daß bei einem Abstand von $a = 3 \cdot d_{\text{max}}$, also dem 3fachen Größtdurchmesser des Rotationskörpers, die Störung praktisch abgeklungen ist (Abb. 15).

Auf die Abbildung der Auftriebsstörung wurde hier verzichtet, da sie nichts wesentlich Neues in Vergleich zu Abb. 34 bringt.

Die Störungsmessungen wurden für zwei weitere Körper durchgeführt, und zwar für ein Rad und eine Radhaubenverkleidung. Es zeigte sich, unter der Voraussetzung gleicher Entfernung von Rad und Radverkleidung von der Tragfläche, daß beide Körper die gleiche Störung hervorrufen. Bei einem Abstand von Radmitte bis Tragflügel von $a = 80 \text{ mm} = 0,20 t$ erhalten wir $c_{ad} = 0,111$ entsprechend einem Verlust von $17,3$ bzw. $2,3 vH$. Die Formen der beiden Körper in Front- und Seitenansicht zeigen die Abb. 16 und 17.

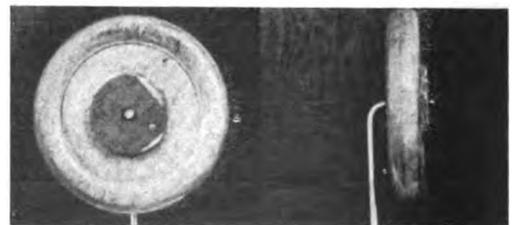


Abb. 16. Das Rad.

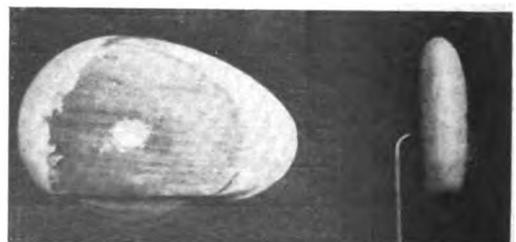


Abb. 17. Die Radhaubenverkleidung.

VI. Die Widerstände der Körper bei Beeinflussung durch den Tragflügel.

Die Widerstandsermittlung der einzelnen Körper erfolgte auf zwei verschiedene Weisen. Für die Körper, an denen die Druckverteilung bestimmt worden war, wurde der Formwiderstand errechnet. Die Bestimmung des absoluten Widerstandsbeiwertes (Form- + Reibungswiderstand) ließ sich mit den vorhandenen Mitteln nicht ohne weiteres durchführen. Durch die Anordnung der Bohrungen am Zylinder und der Strebe in verschiedenen Abständen vom Tragflügel, konnte somit auch der Formwiderstand für die einzelnen Abstände ermittelt werden. Der Widerstand des Rotationskörpers wurde nur für einen Abstand bestimmt. Bei dem Rad und der Radhaubenverkleidung wurde der Widerstandsbeiwert in verschiedenen Abständen in Abhängigkeit von der Reynoldsschen Zahl durch Wägung bestimmt.

Die Ergebnisse beider Widerstandsermittlungen unterstützen die Forderung einer Berücksichtigung des gegenseitigen Einflusses von Tragflügel und Körpern auf dessen Druckseite.

Für den Formwiderstand der Körper mit Endscheiben, also Zylinder und Strebe, gilt

$$c_w = \frac{W}{q \cdot b} = \frac{\int_0^b p \cdot d \cdot b \cdot \cos \varphi}{p \cdot b} = \frac{p}{q} \cos \varphi \dots (1)$$

Für den Rotationskörper gilt

$$c_w = \frac{W}{q \cdot F} = \frac{\pi \int_0^R p \cdot d \cdot (r^2)}{q \cdot \pi \cdot R^2} = \frac{1}{R^2} \int_0^R p \cdot d \cdot (r^2) \dots (2)$$

Bei den Widerstandsbetrachtungen in der Nähe des Tragflügels muß grundsätzlich zwischen Körpern mit großem (Zylinder) und solchen mit geringem Totwasser (Strebe und Rotationskörper) unterschieden werden. Bei sämtlichen Körpern tritt in Tragflügelnähe eine Unterdruckverminderung ein. Diese Verminderung liegt nun beim Zylinder gerade auf der Rückseite, so daß mit abnehmender Entfernung vom Tragflügel auch eine Verminderung des Widerstandes eintritt. Anders aber bei der Strebe und beim Rotationskörper. Der Unterdruck liegt zum größten Teil vor der stärksten Stelle der Körper. Hier vermindert also der Unterdruck den Widerstand, eine Unterdruckverminderung führt also zu einer Widerstandsvermehrung.

Abb. 18 gibt die c_w -Werte für verschiedene Abstände vom Tragflügel, die Beiwerte des Zylinders und der Strebe ohne den Tragflügel sind $c_w = 1,20$ bzw. $0,21$. Man sieht, daß der Widerstandsbeiwert beim Zylinder im Abstand a_2 von der Tragfläche um 46 vH gesunken, dagegen bei der Strebe im gleichen Abstand um 130 vH gestiegen ist. Der Verlauf beider Kurven ist nahezu geradlinig. Verlängert man diese bis zum Schnitt für den c_w -Wert der ungestörten Strömung, so erhält man erst in einer Entfernung von $a = 2 t$ ungestörte Verhältnisse.

Geringer ist der Unterschied beim Rotationskörper. Hier wurde der Widerstandsbeiwert bei ungestörter Strömung

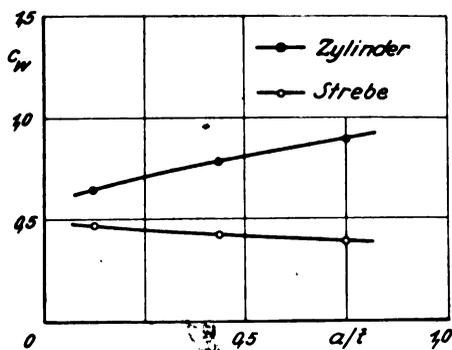


Abb. 18. Veränderung von c_w bei Zylinder und Strebe.

mit $c_w = 0,114$ und der für den Abstand a_3 mit $c_w = 0,122$ ermittelt. Da die Drücke in den einzelnen Meßpunkten gleichen Querschnittes des Körpers bei Beeinflussung durch den Tragflügel verschieden sind, wurde hier aus den Einzelwerten der Mittelwert gebildet. Wahrscheinlich wurde dadurch zu günstig gerechnet, so daß der Widerstandsbeiwert entsprechend dem der Strebe auch höher liegt.

Das Grundsätzliche der Ergebnisse dieser Formwiderstandsermittlungen steht in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der unmittelbaren Widerstandsmessungen von Rädern und Radverkleidungen in Gegenwart des Tragflügels.

Bei diesen unmittelbaren Messungen hingen die Körper in einem in Schneiden gelagerten Rahmen. An diesem Rahmen waren auch die zur Messung nötigen Drähte befestigt. Hierdurch wird an den Körpern örtliche Turbulenz durch die Drähte vermieden. Die Länge des Rahmens und damit auch der Abstand der Körper von der Tragfläche konnte durch ein Zwischenstück mit Rechts- und Linksgewinde auf ein beliebiges Maß eingestellt werden. Die Messungen wurden bei folgenden Abständen der Achsmittle von der Tragfläche durchgeführt: $a_6 = 0,20 t$, $a_7 = 0,25 t$ und $a_8 = 0,30 t$. Die Führung der Drähte zur Waage und zur Verspannung entspricht der üblichen Anordnung.

Neben den Widerstandsmessungen der Körper in Gegenwart des Tragflügels wurden auch die ohne den Tragflügel durchgeführt und die Ergebnisse den Druckmessungen entsprechend gegenübergestellt.

Bei den Druckmessungen wurde auf den verschiedenen Einfluß des Tragflügels auf Körper mit großem und geringem Totwasser hingewiesen. Als Körper mit großem Totwasser ist u. a. auch ein unverkleidetes Rad mit außenliegender Bremsstrommel anzusprechen, als solches mit geringem Totwasser eine am hinteren Ende in eine Schneide oder Spitze auslaufende Radhaubenverkleidung. Nachstehende Abbildungen zeigen die Meßergebnisse für ein Rad in obgenannter Form (Abb. 19) und eine Radhaubenverkleidung mit runder Schneide (Abb. 20). Der Widerstandsbeiwert c_w ist hier über der Reynoldsschen Zahl R aufgetragen. Als Bezugsgröße l der Reynoldsschen Zahl wurde die jeweilig größte Dicke der Körper gewählt. Diese beträgt für das Rad $l = 0,17 d = 0,05 t$ bezogen auf den Durchmesser d

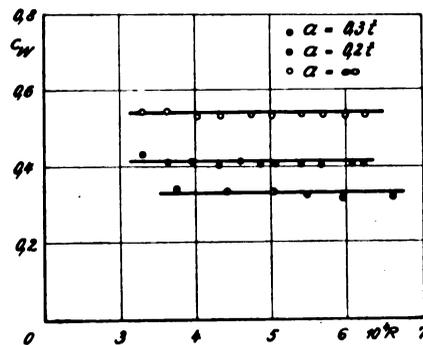


Abb. 19. c_w des unverkleideten Rades abhängig von R .

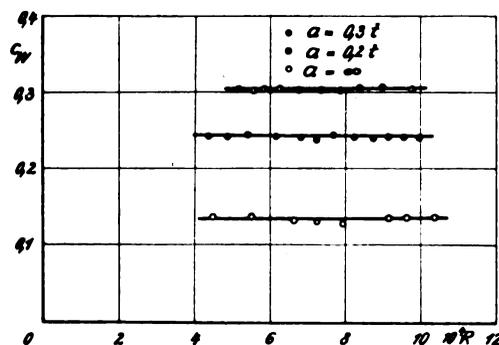


Abb. 20. c_w der Radhaubenverkleidung abhängig von R .

des Rades bzw. auf die Tragflächentiefe, für die Radhaube $l = 0,177 l' = 0,08 t$, wobei die Länge der Radhaube l' ist.

Die Abb. 19 und 20 zeigen, daß die Messungen im überkritischen Strömungszustand erfolgten. Das Meßgebiet erstreckte sich über den gesamten Geschwindigkeitsbereich des Windkanals, also von $4 \div 50$ m/s. Das Fehlen des unterkritischen Gebietes und des kritischen Sprunges ist auf die Turbulenz des Kanals, der ohne Gleichrichter arbeitet, zurückzuführen; der nahezu horizontale Verlauf der Kurven läßt weiterhin darauf schließen, daß der kritische Sprung in diesem Windkanal, wenn überhaupt, nur bei sehr geringen Geschwindigkeiten erreicht werden kann.

Für das unverkleidete Rad wurden für die verschiedenen Abstände folgende Widerstandsbeiwerte c_w ermittelt: für a_6 : $c_w = 0,325$, a_8 : $c_w = 0,410$ und a_∞ : $c_w = 0,540$. Hier liegen die gleichen Erscheinungen vor, wie bei dem Zylinder; der Widerstandsbeiwert nimmt mit abnehmender Entfernung vom Tragflügel ab.

Für die Radhaubenverkleidung ist bei a_6 : $c_w = 0,305$; a_8 : $c_w = 0,245$ und a_∞ : $c_w = 0,130$. Der Widerstandsbeiwert nimmt hier, der Strebe entsprechend, mit abnehmender Entfernung zu.

VII. Rechnerische Behandlung des Tragflügels und der Störungskörper.

1. Der Tragflügel.

Wie schon gesagt, hat das zur Untersuchung verwendete Profil der Tragfläche eine dem Profil Göttingen 420 ähnliche Polare. Die Abbildung des Profils, sowie die Bestimmung des Auftriebsbeiwertes c_a und der Druckverteilung über der Tiefe erfolgte unter zweimaliger Anwendung der Funktion $z = \zeta + 1/\zeta$ durch Vermittlung einer Zwischenkurve nach dem Verfahren von J. Geckeler²⁾. Verwendet wurde die allgemeine Methode des Abbildungsverfahrens. Nachdem das Profil aus dem Netz konfokaler Ellipsen und Hyperbeln in das z -Netz der konzentrischen Kreise mit Radien übertragen war und die Vermittlungskurve nicht durch Ellipsen ersetzt werden konnte, wurde die Lage des Achsenkreuzes in der ζ - und z -Ebene mit folgenden Achsenabschnitten bestimmt (Abb. 21), wobei für die richtige Lage des Achsenkreuzes folgende Beziehungen gelten:

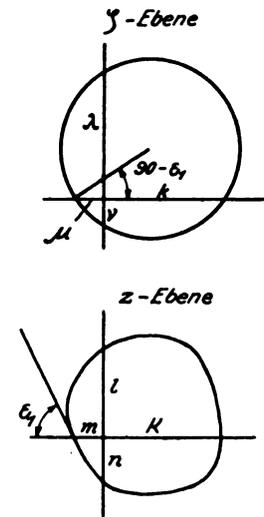


Abb. 21.

Hierbei sind ϵ_1 und ϵ_2 die

mittlungskurve der z -Ebene die Achsen $m-K$ und $l-n$ schneidet.

Die errechneten Werte sind:

$$\begin{aligned} \text{tg } \epsilon_1 &= 4,06, \text{ also } \epsilon_1 = 76^\circ 10' \\ \text{tg } \epsilon_2 &= 237,0, \text{ also } \epsilon_2 = 89^\circ 44'. \end{aligned}$$

Die Achsenabschnitte der z -Ebene selbst sind auf die Tiefe des Tragflügels t bezogen: $K = 0,290 t$, $l = 0,367 t$, $m = 0,288 t$ und $n = 0,225 t$. Mit diesen Werten erhalten wir für die Achsenabschnitte der ζ -Ebene

$$\begin{aligned} k &= \frac{1}{2} (K \pm \sqrt{K^2 - 4 p^2}) = 0,2895 t, \\ \mu &= \frac{1}{2} (m \pm \sqrt{m^2 - 4 p^2}) = 0,283 t, \\ \lambda &= \frac{1}{2} (l \pm \sqrt{l^2 + 4 p^2}) = 0,371 t, \\ \nu &= \frac{1}{2} (n \pm \sqrt{n^2 + 4 p^2}) = 0,231 t. \end{aligned}$$

²⁾ J. Geckeler, Über Auftrieb und statische Längsstabilität von Flugzeugtragflächen in ihrer Abhängigkeit von der Profilform. Diss. München 1921.

Die Größe der Achsenabschnitte der ζ -Ebene weicht also nur wenig von denen der z -Ebene ab.

Die auf zeichnerisch-rechnerischem Wege ermittelten Konstanten des Profils sind:

$$\begin{aligned} \xi_m &= 0,0937 t, \quad \theta = 63^\circ 10', \quad \alpha_k = 2^\circ 29', \quad r = 0,300 t, \\ \xi_m &= 0,0150 t, \quad p^2 = 0,0448, \quad \gamma = 2^\circ 2,5', \quad c^2 = 0,053 t^2. \end{aligned}$$

Auf die Bedeutung dieser Konstanten wird nicht näher eingegangen, da für eine Profilbehandlung nach dem Geckeler'schen Verfahren die Originalarbeit benötigt wird.

Mit diesen Konstanten erhalten wir für den Auftriebsbeiwert der Tragfläche bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 7,0^\circ$:

$$C_a = 100 c_a = 800 \pi \cdot r \cdot \sin(\alpha_k + \alpha)^{1/2} \dots (3)$$

also $c_a = 1,215$.

Die Aufteilung des Auftriebsbeiwertes in die Anteile der Saug- und Druckseite $c_{a,s}$ und $c_{a,d}$ wurde auf zeichnerischem Wege vorgenommen. Es ist

$$\begin{aligned} c_{a,s} &= 0,79 \quad c_a = 0,960 \\ c_{a,d} &= 0,21 \quad c_a = 0,255. \end{aligned}$$

Zur Ermittlung der Zirkulationsgeschwindigkeit am Tragflügel wurden auf der Druckseite 10 Meßpunkte, die mit Rücksicht auf die Versuche die Bezeichnung 12 \div 21 tragen, festgelegt.

Da die Zirkulationsgeschwindigkeit linear mit der Entfernung vom Wirbelzentrum abnimmt, befindet sich ein Körper auf der Tragflügeldruckseite in der Tragflügelnahe in einem Gebiet geringerer Anströmgeschwindigkeit als in größerer Entfernung von demselben. Entsprechend der örtlich veränderlichen Anströmgeschwindigkeit tritt auch eine Änderung der Druckverteilung an den Störungskörpern ein. Am Zylinder und der Strebe wurden Schnitte, deren Abstände auf die Tragflügeltiefe bezogen $a_2 = 0,125 t$, $a_4 = 0,4375 t$ und $a_5 = 0,750 t$ sind, gelegt. Für den Rotationskörper ist der Abstand $a_3 = 0,1425 t$. Die Abstände sind von der Unterkante Tragflügel gemessen.

Die Zirkulation ist

$$\Gamma = 2 s \pi u_F \dots (4)$$

Die Zirkulationsgeschwindigkeit ist demnach

$$u_F = \Gamma / 2 \pi s \dots (4a)$$

In den Gleichungen ist s die mittlere Entfernung der Meßpunkte 12 \div 21 vom Wirbelzentrum bis zur Tragflügelkontur. Die Zirkulationsgeschwindigkeit für die einzelnen Schnitte ist demnach

$$u_F = \Gamma / 2 \pi (s + a) \dots (4b)$$

Die Zulässigkeit vorstehender Rechnung wurde durch die Aufteilung der Zirkulation in fünf Einzelwirbel geprüft. Bei bekannter Druckverteilung über der Saugseite und Druckseite eines Tragflügels läßt sich die Änderung der Zirkulation über der Tiefe

$$dA = (p'_b - p'_s) \cdot dx = \rho U d\Gamma \dots (5)$$

$$\frac{d\Gamma}{dx} = k = \frac{(p'_b - p'_s)}{\rho U} \dots (5a)$$

und bei dimensionsloser Auftragung

$$\frac{k}{U} = \frac{(p'_b - p'_s)}{\rho U^2} = \frac{2(p'_b - p'_s)}{q} \dots (6)$$

schreiben, wobei p'_b und p'_s die zur Tragflügelsehne senkrecht stehenden Komponenten der Druckverteilung sind.

Die so gewonnene Zirkulationsverteilung (Abb. 22) wurde in 5 ihrer Lage entsprechend starke Einzelwirbel aufgeteilt. Mit diesen wurde die vorstehend gerechneten Zirkulationsgeschwindigkeiten nachgeprüft.

Wir erhalten mit Gl. 4a und 6

$$u_F = \frac{k}{U} = \frac{1}{2 \pi s} = \frac{(p'_b - p'_s)}{p} \frac{1}{2 \pi s} \dots (7)$$

Wurden je drei Wirbel zur Bestimmung der Geschwindigkeit in einem der angegebenen Punkte zusammengefaßt, so ergab sich eine Zirkulationsgeschwindigkeit, die im Mittel um ± 2 vH von der mit einem Wirbel gerechneten abweicht.

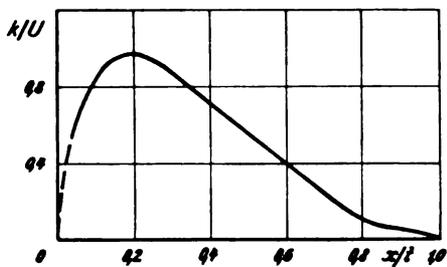


Abb. 22. Zirkulationsverteilung.

Das Ersetzen der Zirkulation durch einen Wirbel kann also im vorliegenden Fall als genügend genau erachtet werden.

2. Der Zylinder.

Für einen theoretisch unendlich langen Zylinder lautet das komplexe Strömungspotential³⁾

$$w = U \left(z + \frac{R^2}{z} \right) \dots \dots \dots (8)$$

Mit $z = x + iy$ und $w = \varphi + i\psi$ erhalten wir für

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= U x \left(1 + \frac{R^2}{x^2 + y^2} \right) \\ \psi &= U y \left(1 - \frac{R^2}{x^2 + y^2} \right) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (9)$$

und ferner die Geschwindigkeitskomponenten

$$\left. \begin{aligned} u_x &= \frac{\partial \varphi}{\partial x} = U \left(1 + \frac{R^2 (y^2 - x^2)}{(x^2 + y^2)^2} \right) \\ u_y &= - \frac{\partial \varphi}{\partial y} = - \frac{2 U R^2 x y}{(x^2 + y^2)^2} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (10)$$

und weiter für die tangential gerichtete Geschwindigkeit an der Zylinderkontur

$$u = \left| \frac{dw}{dz} \right| = 2 U \sin \varphi \dots \dots \dots (11)$$

Mit der Bernoullischen Gleichung erhalten wir an der Körperoberfläche den statischen Druck

$$\begin{aligned} p &= P + \rho/2 (U^2 - u^2) \\ &= P + \rho/2 U^2 (1 - 4 \sin^2 \varphi) \dots \dots \dots (12) \end{aligned}$$

In der Kombination Tragflügel und Zylinder steht, wie schon gesagt, der Zylinder senkrecht zur Tragflügelsehne. Läßt man außer acht, daß die Strömung durch die Tragflügeldruckseite abgelenkt wird, so wird der Zylinder unter dem Anstellwinkel des Tragflügels schräg angeblasen. Der Kreisquerschnitt wird zur Ellipse. Im vorliegenden Falle ist bei einem Zylinderdurchmesser $D = 0,125 t$ die Länge der einen Hauptachse $D' = D \cdot \cos 7^\circ = 0,126 t$. Dies bedeutet also gegenüber dem Zylinderdurchmesser eine Längung von 0,8 vH. Dieser Betrag kann bei kleinen Anstellwinkeln vernachlässigt werden.

Die Geschwindigkeit an der Zylinderkontur ist durch Gl. 11 gegeben. Nun ist die Anblasegeschwindigkeit U durch den Tragflügel um die Zirkulationsgeschwindigkeit vermindert. Bestimmt man die Geschwindigkeit $U - u_T$ für die der Lage des Zylinders entsprechenden Punkte und gibt dieser Geschwindigkeit die Bedeutung einer Anströmgeschwindigkeit, so erhält man eine Druckverteilung um den Zylinder, die sich mit zunehmender Entfernung vom Tragflügel dem ungestörten Druckverlauf nähert. In Abb. 8 ist der ungestörte und gestörte Druckverlauf für a_2 und a_5 über dem Winkel φ aufgetragen. In dieser und den für die anderen Körper entsprechenden Abbildungen (Abb. 9 u. 10) ist zum anschaulichen Vergleich das Ergebnis der Rechnung neben dem der Messung aufgetragen.

Da die statischen Drücke p des Zylinders durch den Staudruck der ungestörten Strömung q dimensionslos gemacht sind, wird durch die Verminderung der Anströmungsge-

schwindigkeit im Staupunkt ein Wert kleiner als 1,0 erreicht. Ebenso tritt eine Verminderung des Unterdruckes ein, die Übergangspunkte von Über- zum Unterdruck bleiben jedoch für alle Abstände α erhalten. Bei den Kurven des gestörten Druckverlaufes ist die Asymmetrie zur $\varphi = 90^\circ$ -Linie bemerkenswert.

Bezieht man die Drücke der Schnitte a_2 , a_4 und a_5 nicht auf den Staudruck der ungestörten Strömung, sondern auf den jeweilig im Staupunkt herrschenden Druck, so erhält man Kurven, die sich sehr stark dem ungestörten Verlauf nähern. Es wurde aber bewußt beim Zylinder und den folgenden Körpern auf diese Art der Darstellung verzichtet, da bei einer exakten Durchführung der Rechnung auch der von den Körpern hervorgerufene Stau vor diesen zu berücksichtigen wäre. Das Mehr an Rechenarbeit hebt dann den Vorteil der vereinfachten Abschätzungsmethode wieder auf, und die Ergebnisse werden sicherlich keine wesentliche Verbesserung der vereinfachten Rechnung bringen.

3. Die Strebe.

Die untersuchte Strebe hat ein symmetrisches Profil mit der größten Dicke von $0,095 t$ bei einer Tiefe $t_s = 0,50 t$. Der Schlankheitsgrad ist demnach 1:5,26. Der Krümmungsradius der Profilnase ist bei der gegebenen Tiefe $r = 0,035 t_s$, der Spitzenwinkel ist $\delta = 36^\circ$. Die Profilabbildung erfolgt nach dem Kreisweieckverfahren von v. Karman und Trefftz⁴⁾. Mit den angegebenen Daten erhalten wir für den durch den Spitzenwinkel δ (Abb. 23) festgelegten Exponenten k

$$\delta = (2 - k) \pi \dots \dots \dots (13)$$

$$k = 2 - \frac{\delta}{\pi} = 1,80 \dots \dots \dots (13a)$$

Die Abbildung wird geleistet durch den Ansatz

$$\frac{z - kA}{z - kB} = \left[\frac{\zeta - A}{\zeta - B} \right]^k \dots \dots \dots (14)$$

Damit erhalten wir für das Verhältnis der Radien und ihre eingeschlossenen Winkel

$$\ln \frac{r_A}{r_B} + i\vartheta = k \cdot \ln \frac{\rho_A}{\rho_B} + i k \Theta \dots \dots \dots (15)$$

und demnach

$$\begin{aligned} \frac{r_A}{r_B} &= \left[\frac{\rho_A}{\rho_B} \right]^k \\ \text{oder } \vartheta &= i \Theta. \end{aligned} \dots \dots \dots (16)$$

Da die Tiefe der Strebe mit $t_s = 0,50 t$ vorgegeben ist, sind die Kreisdurchmesser der ζ -Ebene durch die Bedingung für den Punkt C im vorderen Staupunkt der Strebe festgelegt. Es ist

$$r_A = t_s \text{ und } r_B = t_s - k d,$$

ferner

$$\rho_A = D \text{ und } \rho_B = D - d.$$

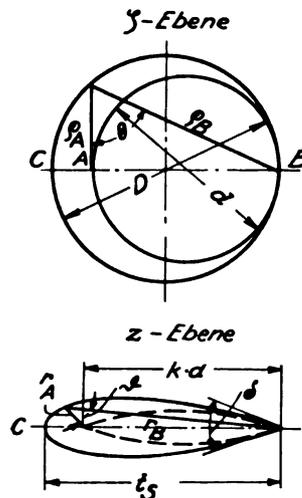


Abb. 23.

⁴⁾ v. Karman und Trefftz, Potentialströmung um gegebene Tragflächenquerschnitte. ZFM 1918, S. 111.

³⁾ Kaufmann, Hydromechanik I, S. 145.

Daraus folgt der Durchmesser des Innenkreises d mit

$$d = \left[1 - \left(1 - \frac{1}{x} \right)^k \right] \frac{t_s}{k}, \dots \dots \dots (17)$$

wobei $x = D/d$ das Verhältnis des Durchmesser des Außen- zum Innenkreis ist. Bei $x = 1,08$ geht der Außenkreis konform in die vorgegebene Körperkontur über, damit ist $d = 0,550 t_s$ und $D = 0,5945 t_s$. Die Abbildung erfolgte durch Teilung des Außenkreises der ζ -Ebene von 15 zu 15°.

Geschwindigkeits- und Druckverteilung an der Strebe.

Die Geschwindigkeit in der z -Ebene ist

$$\frac{dw}{dz} = \frac{dw}{d\zeta} \cdot \frac{d\zeta}{dz}$$

Die Differentiation $dw/d\zeta$ liefert die Abbildung der Parallelströmung auf den Kreis. Nach Gl. 11 erhalten wir

$$\frac{dw}{d\zeta} = 2U \sin \varphi.$$

Die Ausgangsfunktion für den zweiten Quotienten $d\zeta/dz$ ist der Ansatz der Abbildungsfunktion. Wir erhalten

$$\frac{d\zeta}{dz} = \frac{(\zeta - A) \cdot (\zeta - B)}{(z - k_A) \cdot (z - k_B)} = \frac{\varrho_A \cdot \varrho_B}{r_A \cdot r_B}$$

Demnach ist

$$\frac{dw}{dz} = 2U \sin \varphi \frac{\varrho_A \cdot \varrho_B}{r_A \cdot r_B} \dots \dots \dots (18)$$

Diese Gleichung gilt jedoch nur für die Kontur der Strebe. Für einen beliebigen Punkt im Strömungsfeld muß $dw/d\zeta$ allgemein gehalten werden, wohingegen $d\zeta/dz$ das gleiche bleibt. Für $dw/d\zeta$ erhalten wir in kartesischen Koordinaten

$$\frac{dw}{d\zeta} = U \left(1 - \frac{R^2}{(x + iy)^2} \right) \dots \dots \dots (11a)$$

oder in Polarkoordinaten

$$\frac{dw}{d\zeta} = U \left(1 - \frac{R^2}{r^2} (\cos 2\varphi - i \sin 2\varphi) \right) \dots \dots (11b)$$

und demnach

$$\begin{aligned} \frac{dw}{dz} &= U \left(1 - \frac{R^2}{(x + iy)^2} \right) \cdot \frac{\varrho_A \cdot \varrho_B}{r_A \cdot r_B} \dots \dots \dots (19) \\ &\Rightarrow U \left(1 - \frac{R^2}{r^2} (\cos 2\varphi - i \sin 2\varphi) \right) \cdot \frac{\varrho_A \cdot \varrho_B}{r_A \cdot r_B} \end{aligned}$$

Der Druckverlauf ist durch die Gleichung

$$p = P + \varrho/2 \left[U^2 - \left(\frac{dw}{dz} \right)^2 \right]$$

gegeben. Die Rechnungsergebnisse sind in Abb. 9 enthalten.

Der Übergang vom Über- zum Unterdruck und umgekehrt findet bei ungestörtem Strömungsverlauf bei $x_1 = 0,05 t_s$ bzw. $x_2 = 0,85 t_s$ statt. Das Druckminimum liegt mit $p/q = -0,630$ bei $x = 0,44 t_s$.

Bei dem durch den Tragflügel beeinflussten Druckverlauf tritt wie beim Zylinder eine Verminderung des Unterdruckes ein. Im Gegensatz zu den Verhältnissen am Zylinder verschieben sich hier aber die Übergangspunkte vom Überdruck zum Unterdruck. Desgleichen verlagern sich die Druckminima mit abnehmender Entfernung vom Tragflügel nach größeren x -Werten hin. Für a_2 ist $p/q = -0,206$ bei $x = 0,48 t_s$, für a_5 : $p/q = -0,400$ bei $x = 0,468$. Die Übergangspunkte für die beiden Abstände sind $x_1 = 0,227 t_s$ und $x_2 = 0,750 t_s$ bzw. $x_1 = 0,123 t_s$ und $x_2 = 0,820 t_s$. Der Stauwert $p/q = 1,0$ wird auch in den Staupunkten der gestörten Strömung erreicht. Der Grund liegt hier in der Befestigung der Strebe an der Tragfläche, während die Staulinie des Zylinders um $0,079 t$ von der Profilvorderkante entfernt ist, liegt die der Strebe in gleicher Höhe mit der des Tragflügels.

4. Der Rotationskörper.

Der Rotationskörper wird nach der Fuhrmannschen Quell-Senkenverteilung⁵⁾ behandelt. Für die Untersuchung

⁵⁾ G. Fuhrmann, Theoretische und experimentelle Untersuchung an Ballonmodellen. Diss. Göttingen 1912.

nach dieser Arbeit ist jedoch die Anströmung des Körpers in Richtung der Längsachse Voraussetzung. Bei Schräganblasung sind die Verfahren von v. Karman⁶⁾ oder I. Lotz⁷⁾ anzuwenden. Nun sind die bei dem Zylinder und der Strebe gemachten Voraussetzungen über die Anströmung unter dem Tragflügel ebenso auf den Rotationskörper anwendbar, so daß hier auf die Behandlung einer Schräganblasung verzichtet werden soll.

Der zu behandelnde Körper entspricht dem Fuhrmannschen Körper IV, er hat lediglich einen andern Schlankheitsgrad. Die Quellstrecke dieses Körpers nimmt linear ab, die Senkenstrecke gleicher Ergiebigkeit schließt sich an die Quellstrecke ohne Zwischenraum an, ihre Intensität steigt und fällt ebenfalls linear. Der Körper hat eine Länge von $L_R = 0,50 t$. Beginnt die Quellstrecke im Mittelpunkt des Krümmungskreises der vorderen Spitze, so ist die Länge der Quellstrecke mit $e = 0,314 L_R$ die Maßeinheit für den Körper. Die Senkenstrecke hat die Länge $2e$. Die Koordinaten des Körpers unter Zugrundelegung der Einheit e und Lage des Koordinatenanfangspunktes im Anfangspunkt der Quelle gibt Zahlentafel 3.

Für die linear ansteigende Quelle ist die Stromfunktion

$$\psi = c \frac{2}{L^2} \int_0^1 \left(1 - \frac{x - \xi}{\sqrt{(x - \xi)^2 + y^2}} \right) \xi d\xi \dots \dots (20)$$

Integriert erhalten wir:

$$\begin{aligned} \psi/c &= 1 + (x + 1) \sqrt{(x - 1)^2 + y^2} - x \sqrt{x^2 + y^2} + \\ &+ \frac{y^2}{2} \ln \frac{x - 1 + \sqrt{(x - 1)^2 + y^2}}{x + \sqrt{x^2 + y^2}} \dots \dots \dots (21) \end{aligned}$$

Trägt man nach dieser Gleichung für bestimmte x - und y -Werte die Funktion ψ/c über x auf, so erhält man das sogenannte Fuhrmannsche ψ -Diagramm. Das ψ -Diagramm für die linear ansteigende Quellstrecke gilt ebenso für die linear abfallende Quellstrecke, wenn man berücksichtigt, daß dem Punkte 1 jetzt 0 entspricht. Entsprechend gilt das ψ -Diagramm auch für die linear ansteigende und abfallende Senkenstrecke.

Bezeichnen wir mit ψ_0 die Stromfunktion der Parallelströmung, mit ψ_1 und ψ_2 die der Quell- und Senkenstrecke, so gilt für die Kontur des Rotationskörpers folgende Bedingung:

$$\begin{aligned} \text{Für } x < 0 & & \psi_0/c + \frac{\psi_1 + \psi_2}{c} = 0, \\ & > L_1 + L_2 & \\ \text{für } x > 0 & & \psi_0/c + \frac{\psi_1 + \psi_2}{c} = 2, \\ & < L_1 & \end{aligned}$$

Auf dieser Überlegung beruht die Konstruktion des Kombinationsdiagrammes. Hier ist ψ/c über y aufgetragen. Für negative Werte von x wird $(\psi_1 + \psi_2)/c$ (aus dem ψ -Diagramm) von der Abszissenachse nach oben, für positive Werte von $\psi/c = 2$ nach unten aufgetragen. Mit der vorliegenden Quell-Senkenstreckenverteilung erhalten wir das Kombinationsdiagramm IV. Zeichnen wir in dieses noch die Parabel $\psi_0/c = U y^2/2c$ für die Parallelströmung, so ergeben die Schnittpunkte der Parabel mit den $x = \text{const.}$ Linien des Kombinationsdiagrammes Punkte der Körperkontur, d. h. bei entsprechender Wahl von $U/2c$ werden obige Bedingungen erfüllt. Im vorliegenden Fall ist $U/2c = 5,55$.

Geschwindigkeits- und Druckverteilung am Rotationskörper.

Die Geschwindigkeit am Körper wird nach dem von Fuhrmann angegebenen Verfahren aus der Quell-Senkenströmung, deren Geschwindigkeitsrichtung ebenso wie die der resultierenden Geschwindigkeit bekannt ist, durch Überlagerung mit der nach Richtung und Größe bekannten Parallelströmung ermittelt (Abb. 24). Aus der Geschwindig-

⁶⁾ v. Karman, Berechnung der Druckverteilung an Luftschiffkörpern. Abhandlungen aus dem Aerodynam. Institut Aachen, Heft 6.
⁷⁾ I. Lotz, Zur Berechnung der Potentialströmung um quer-gestellte Luftschiffkörper. Ingenieur-Archiv, Bd. II, S. 507.

keit wurde in bekannter Weise der Druck an den einzelnen Stellen der Körperkontur berechnet und dimensionslos über der Länge aufgetragen.

In gleicher Weise erfolgte die Geschwindigkeitsermittlung bei Beeinflussung durch den Tragflügel. Nachdem die veränderliche Anblasegeschwindigkeit der einzelnen Punkte bekannt ist, kann die beeinflusste Geschwindigkeit durch Verschieben des Quell-Senkenbildes um die jeweilige Anströmgeschwindigkeit ohne weiteres gewonnen werden.

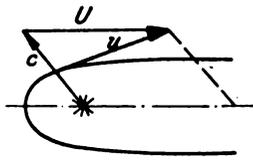


Abb. 24.

Abb. 10 zeigt den ungestörten Druckverlauf sowie den gestörten für einen zur Tragflügeldruckseite parallel liegenden Hauptschnitt.

Das Minimum der ungestörten Druckverteilung liegt bei $x = 0,25 L_R$ mit $p/q = -0,525$. Die Übergangspunkte sind $x_1 = 0,05$ und $x_2 = 0,78 L_R$. Durch den Tragflügel wird das Minimum auf $p/q = -0,138$ herabgesetzt und verschiebt sich nach $x = 0,35 L_R$, gleichzeitig haben sich die Übergangspunkte nach $x_1 = 0,23$ und $x_2 = 0,47 L_R$ verschoben.

VIII. Tragflügel und Störungskörper.

1. Tragflügel und Zylinder.

Nach Gleichung 11a erhalten wir für die Geschwindigkeit um einen Zylinder in komplexer Darstellung

$$\frac{dw}{dz} = U \left(1 - \frac{R^2}{(x + iy)^2} \right).$$

Hiermit erhalten wir die Höchstgeschwindigkeit, die im Punkte mit den Koordinaten $x = 0, y$ eintritt

$$\frac{dw}{dz} = u_{\max} = U \left(1 + \frac{R^2}{y^2} \right).$$

Die größte auftretende Geschwindigkeit ist am Zylinder selbst $u_{\max} = 2U$, dann nimmt die Geschwindigkeit mit dem Quadrat der Entfernung asymptotisch nach der Anblasegeschwindigkeit ab. Abb. 25 gibt die Darstellung von u_{\max}/U in Abhängigkeit von der dimensionslosen Entfernung y/t .

Die Grenze des Störungsgebietes wurde bis zu einer Geschwindigkeitsabnahme um 1 vH größer als die Anströmgeschwindigkeit angenommen. Dies ist insofern berechtigt, als bei der rechnerischen Behandlung Potentialströmung vorausgesetzt wurde, die der Wirklichkeit wegen des Totwassers hinter dem Zylinder nicht entspricht. Die Breite des Totwassers, die die umgebende Luftgeschwindigkeit beeinflusst, läßt sich ohne weiteres nicht angeben, da von vornherein nicht bekannt ist, ob die Strömung um den Zylinder unter- oder überkritisch verläuft.

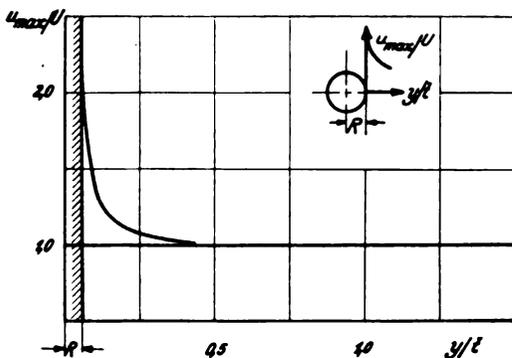


Abb. 25. u_{\max}/U mit zunehmender Entfernung vom Zylinder.

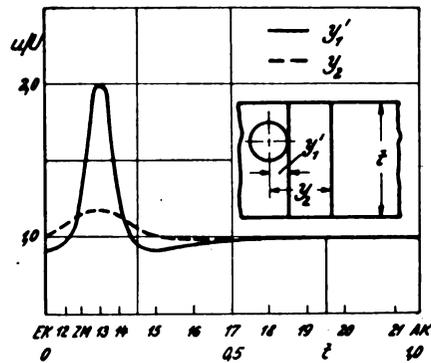


Abb. 26. Geschwindigkeitsänderung über den Profilleisten infolge des Zylinders.

Nunmehr wurde die Geschwindigkeit $u = \sqrt{u_x^2 + u_y^2}$ in den Meßpunkten des Tragflügels ermittelt. Im Meßpunkt 12 liegt die Zylindergeschwindigkeit unter der Anblasegeschwindigkeit, dann folgt ein plötzlicher Anstieg auf den Maximalwert und ein ebenso rascher Abfall bis unter die Anströmgeschwindigkeit und mit wachsendem x ein asymptotisches Annähern an diese. Mit wachsendem y wird sowohl das Maximum der Geschwindigkeit, wie schon im Vorstehenden gesagt ist, wie auch das Unterschreiten der Anblasegeschwindigkeit vermindert. Für die Abstände $y_1' = 0,0625 t$, $y_2 = 0,150 t$ und $y = \infty$ ist u/U in Abb. 26 aufgetragen. Für $y = \infty$ ist $u/U = 1 = \text{konst.}$

In Abb. 26 bedeuten EK und AK die Eintritts- und Austrittskante des Tragflügels. ZM ist die Zylindermitte, sie ist die Symmetrielinie für die Kurven.

Überlagert man nun dieser Geschwindigkeit über den Profilleisten die Zirkulationsgeschwindigkeit für den Abstand $a = 0$, so erhält man in der Nähe des Zylinders eine starke Störung der Auftriebsverteilung, die mit zunehmendem Abstand vom Zylinder (sowohl für wachsende x - wie auch y -Werte) allmählich abklingt.

Zu Anfang der Arbeit wurde ausgeführt, daß die ungestörte Zirkulationsgeschwindigkeit in Richtung der Anblasegeschwindigkeit liegt, wohingegen die Strömung um den Zylinder eben verläuft. Es wurde ausgeführt, daß es genüge, die Differenz $u_s - u_f$ statt $\sqrt{(u_{x_s} - u_{f_s})^2 + u_{y_s}^2}$ zu bilden. Hier werde der dadurch auftretende Fehler für die Stelle größten u_{y_s} geprüft. Der Größtwert von u_{y_s} liegt für kleinere Werte von y in den Punkten 13 und 14, also bei $\pm 0,05 t$ zu beiden Seiten der Zylindermitte. Führen wir Zahlenwerte ein, so erhalten wir für Punkt 13:

$$\frac{u_s - u_f}{U} = \frac{37,1 - 7,1}{30} = 1,00$$

$$\text{und } 1/U \sqrt{(u_{x_s} - u_{f_s})^2 + u_{y_s}^2} = 1/30 \sqrt{829,4 + 98,8} = 1,016.$$

Und für den Punkt 14:

$$\frac{u_s - u_f}{U} = \frac{37,1 - 5,2}{30} = 1,060$$

$$\text{und } 1/U \sqrt{(u_{x_s} - u_{f_s})^2 + u_{y_s}^2} = 1/30 \sqrt{940,0 + 98,8} = 1,075.$$

Die Kontrolle bezieht sich auf die im Abstand $y_1 = 0,0875 t$ liegende Profilleiste. Wir erhalten also beim Größtwert von u_{y_s} nach der vereinfachten Rechnung die Geschwindigkeit maximal um 1,6 vH zu klein gegenüber der genaueren Rechnung.

Die Druckverteilung über den einzelnen Tragflügelquerschnitten ergibt folgendes: Für y_1 ist das Druckminimum $p/q = -0,726$; die Kurve steigt dann bis zum Punkte 15 auf $p/q = 0,316$ und klingt dann auf $p/q = 0,200$ ab. Für y_2 hat sich das Minimum auf $p/q = 0,046$ verflacht und ist bei $y_2 = 0,615 t$ nur noch $p/q = 0,338$ gegenüber $p/q = 0,360$ bei der ungestörten Druckverteilung.

Die Druckverteilung über den Flügelschnitten y_1, y_2 und y_3 sowie die der ungestörten Verteilung sind in Abb. 27 aufgetragen. Abb. 11 zeigt zum unmittelbaren Vergleich

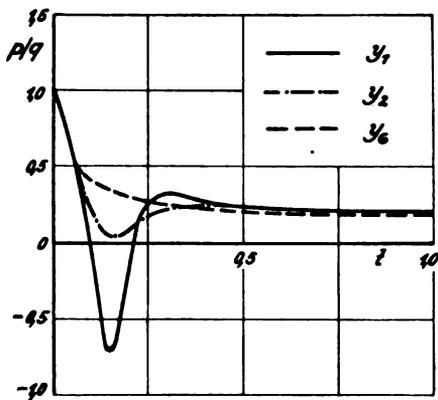


Abb. 27. Durch den Zylinder gestörte Druckverteilung über verschiedenen Tragflügelschnitten (Rechnung).

der Rechnungswerte die Versuchsergebnisse der gleichen Flügelschnitte.

Der Flächeninhalt unter der Druckverteilungskurve gibt bei entsprechender Maßstabwahl unmittelbar die Größe des Auftriebsbeiwertes an. Trägt man die c_a -Werte für die einzelnen Flügelschnitte über der Tragflügelbreite auf, so erhalten wir das Bild der gestörten Auftriebsverteilung. Abb. 28 zeigt die Auftriebsstörung über der dimensionslos gemachten Spannweite des Tragflügels aufgetragen, da die Ausdehnung der Störung in vH der Tragflügelhöhe von größerem Interesse ist.

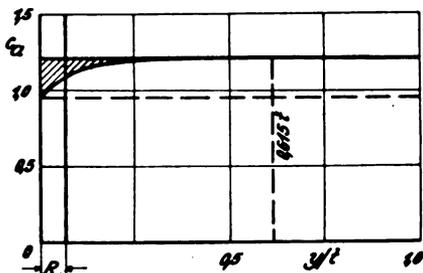


Abb. 28. Auftriebsverteilung bei Störung durch den Zylinder.

In der Mitte des Störungsgebietes ist der Auftriebsanteil der Druckseite auf Null gesunken. Der Verlust gegenüber dem ungestörten Auftrieb ist in Abb. 28 schraffiert. Für das Störungsgebiet, das sich zu beiden Seiten des Zylinders bis $\pm 0,615 t$ erstreckt, erhalten wir ein mittleres $c_{ad} = 0,210$, so daß der Gesamtauftriebsbeiwert für das Störungsgebiet $c_a = 1,170$ ist. Das bedeutet gegenüber dem ungestörten Auftriebsanteil der Druckseite einen Verlust von 18 vH und gegenüber dem Gesamtauftrieb 3,7 vH Verlust.

2. Tragflügel und Strebe.

Zur Bestimmung der durch die Strebe hervorgerufenen Geschwindigkeit müssen die einzelnen Flügelschnitte in die ζ -Ebene abgebildet werden. Aus ζ - und z -Ebene erhalten wir die Länge der Fahrstrahlen $\varrho_A, \varrho_B, r_A$ und r_B . Wie schon

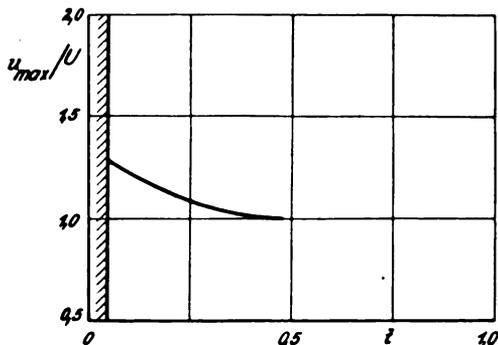


Abb. 29. $u_{max} U$ mit zunehmender Entfernung von der Strebe.

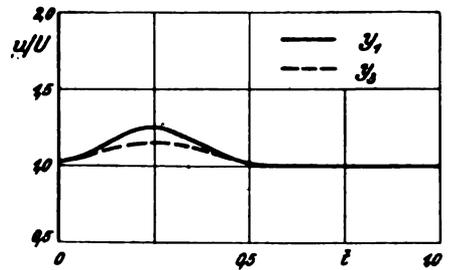


Abb. 30. Geschwindigkeitsänderung über Profilleisten infolge der Strebe.

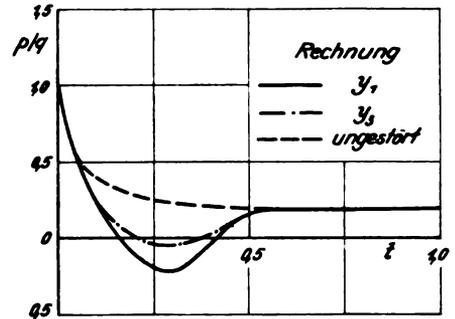


Abb. 31. Durch die Strebe gestörte Druckverteilung über verschiedenen Tragflügelschnitten (Rechnung).

früher gesagt wurde, müssen für die Ermittlung der Geschwindigkeit außerhalb der Kontur der Strebe die allgemeinen Gleichungen 19 verwendet werden, die bei der Zerlegung des komplexen Anteils die Komponenten u_x und u_y nach Gl. 10 ergeben.

Die Grenze des Störungsgebietes wurde bei $y = 0,50 t$ oder, auf die Tiefe der Strebe bezogen, $y = 1,00 t_s$ gefunden. Die Abnahme der Höchstgeschwindigkeit gibt Abb. 29.

Trägt man die durch die Strebe hervorgerufenen Geschwindigkeiten über der Tiefe des Tragflügels auf, so tritt hier im Gegensatz zu der Verteilung um den Zylinder ein Unterschreiten der Anströmgeschwindigkeit nicht ein (Abb. 30).

Durch Überlagerung dieser Geschwindigkeit mit der Zirkulationsgeschwindigkeit erhalten wir wie früher die Druckverteilung über der Profiltiefe. Die rechnerischen Ergebnisse (Abb. 31) sind auch hier den Versuchsergebnissen (Abb. 13) gegenübergestellt.

Für y_1 liegt das rechnerische Druckminimum mit $p/q = -0,203$ bei $x = 0,29 t$. Das Unterdruckgebiet erstreckt sich von $x_1 = 0,16 t$ bis $x_2 = 0,40 t$.

Das Störungsgebiet hat einen mittleren Auftriebsbeiwert der Druckseite $c_{ad} = 0,177$, sodaß der Gesamtauftriebsbeiwert des Störungsgebietes $c_a = 1,143$ ist. Der Verlust, bezogen auf den ungestörten Auftriebsanteil der Druckseite, ist 30,5 vH, und auf den Gesamtauftrieb 6,4 vH. Abb. 32 zeigt den Verlauf der Störung.

Die Berechnung des Einflusses des Rotationskörpers auf den Tragflügel erfolgte in der Weise, daß zuerst das Stromlinienbild für den Rotationskörper gezeichnet wurde. Die Geschwindigkeit in den einzelnen Punkten der Stromlinie kann mit den bekannten Methoden bestimmt werden.

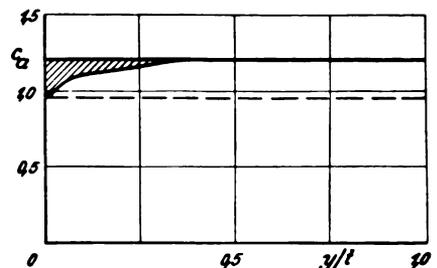


Abb. 32. Auftriebsverteilung bei Störung durch die Strebe.

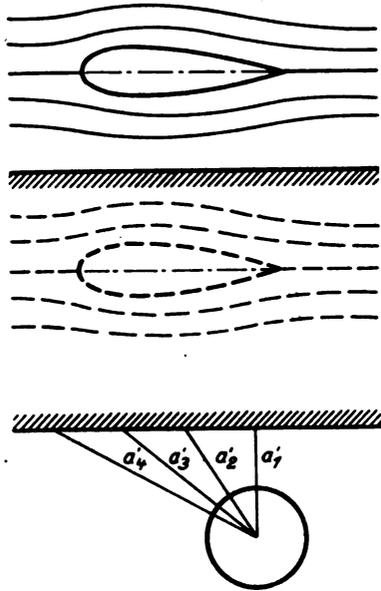


Abb. 33.

Spiegelt man nun den Körper in den Abständen $2a_1, 2a_2, 2a_3$ usw., dann erhält man in den Abständen a_1, a_2, a_3 usw. die Trennfläche des Strömungsbildes. Hierbei sind a_1, a_2, a_3 usw. die Abstände der Längsachse der Rotationskörpers von den Meßleisten des Tragflügels (Abb. 33). Auch hier ist zu berücksichtigen, daß es sich um eine Näherungsrechnung handelt, die die Wölbung der Profildruckseite durch eine Gerade ersetzt, und unendliche Tragflügel-tiefe angenommen ist.

Durch die Resultierenden der Geschwindigkeiten der Haupt- und gespiegelten Stromlinie erhält man die Geschwindigkeit in der Trennfläche, die durch Überlagerung mit der Zirkulationsgeschwindigkeit in der bekannten Weise die gestörte Druckverteilung ergibt.

Für die Abstände y_1, y_2, y_3 und y_4 erhalten wir für die Abstände der Längsachse des Rotationskörpers unter Zugrundelegung der Maßeinheit e des Rotationskörpers $a_1' = 0,907 e, a_2' = 1,065 e, a_3' = 1,317 e$ und $a_4' = 1,630 e$.

Zur letztgenannten Darstellung ist noch zu bemerken, daß das Fuhrmannsche Kombinationsdiagramm IV, um die Trennfläche für die großen Abstände vom Körper zu erhalten, bis $y_6 = 1,6$ erweitert werden mußte. Ebenso mußte die Parabel der Parallelströmung für große Werte von ψ/c gezeichnet werden.

Bei der Bestimmung der Auftriebsstörung wurde die Haltestrebe des Rotationskörpers nicht berücksichtigt; der Körper wurde also freischwebend gedacht.

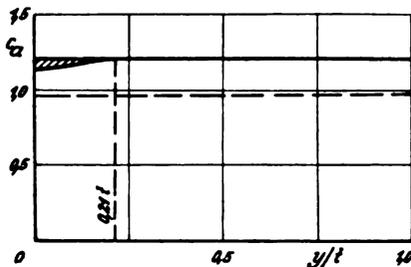


Abb. 34. Auftriebsverteilung bei Störung durch den Rotationskörper.

Die rechnerische Störung in der Auftriebsverteilung dehnt sich auf $0,21 t$ aus. Als mittlerer Auftriebsbeiwert der Druckseite erhalten wir (Abb. 34) $c_{aD} = 0,225$, demnach ist der Gesamtauftriebsbeiwert im Störungsgebiet $c_a = 1,185$. Das bedeutet einen Verlust der Druckseite von $11,7 vH$ und $2,5 vH$ des Gesamtauftriebes.

IX. Vergleich zwischen rechnerischem und Versuchsergebnis.

Der grundlegende Unterschied zwischen dem Ergebnis der rechnerischen Behandlung und dem des Versuches liegt beim Zylinder in den für die Art der Strömung gemachten Voraussetzungen. Rechnerisch gelten am Zylinder für den Winkelbereich von $\varphi = 0 \div 90^\circ$ die gleichen Verhältnisse wie für $\varphi = 90 \div 180^\circ$. In Wirklichkeit tritt aber schon für den unterkritischen Bereich die Ablösung der Strömung bei ungefähr $\varphi = 86^\circ$ ein, die ein Totwasser hinter dem Zylinder bedingt, das etwa den Zylinderdurchmesser hat. In diesem Totwasser herrscht im Mittel nahezu konstanter Druck. Typisch für den gemessenen unterkritischen Druckverlauf ist die im Ablösungspunkt auftretende Spitze in der Druckverteilung, während sich die Charakteristik des überkritischen Druckverlaufes mehr dem rechnerischen Ergebnis nähert. Ferner ist noch zu bemerken, daß der Übergang vom Über- zum Unterdruck gegenüber $\varphi = 30^\circ$ rechnerisch sich beim Versuch nach größeren Werten von φ verschiebt.

Der gleiche Unterschied bezüglich des Druckverlaufes und der Übergangspunkte gilt auch für die durch den Tragflügel gestörten Verhältnisse am Zylinder. Während aber für den Staupunkt der verschiedenen Abstände bei der Rechnung der Wert $p/q = 1,00$ nicht erreicht wurde, ergeben die Messungen diesen Wert.

Unterschiede der Ergebnisse für die Strebe sind in der Hauptsache in dem Bereich von $x = 0 \div 0,25 t_R$ vorhanden. Der Kurvenverlauf vom Staupunkt $p/q = 1,00$ zum Druckminimum verläuft bei der Messung steiler als es die Rechnung angibt. Obwohl sorgfältig darauf geachtet wurde, daß der Anstellwinkel der Strebe $\alpha_s = 0^\circ$ war, besteht doch die Möglichkeit, daß diese durch Strahlneigung wenn auch nur geringen Auftrieb hat. Das rechnerische Minimum liegt bei $x = 0,40 t_R$, das des Versuchs bei $x = 0,25 t_S$.

Die rechnerischen Unterdrücke bei der Beeinflussung durch den Flügel werden in den einzelnen Abschnitten durch den Versuch nicht erreicht. Die Unterschiede betragen für das Minima für a_2 : $(p/q)_R = -0,206$ und $(p/q)_V = -0,066$, für a_4 : $(p/q)_R = -0,306$ und $(p/q)_V = -0,148$ und a_6 : $(p/q)_R = -0,400$ und $(p/q)_V = -0,216$. Mit zunehmendem Abstand verringert sich also der prozentuale Unterschied.

In einem günstigeren Verhältnis stehen Rechnung und Versuch beim Rotationskörper. Nach der Rechnung erhalten wir für das Minimum des ungestörten Druckverlaufes $(p/q)_R = -0,520$ nach dem Versuch $(p/q)_V = -0,467$. Etwas größere Abweichung zeigt der Längsschnitt 3 bei dem gestörten Druckverlauf. Hier ist $(p/q)_R = -0,138$ gegen $(p/q)_V = -0,080$.

Wenn die Unterschiede zwischen Rechnung und Versuch im ersten Augenblick ziemlich erheblich erscheinen, so ist zu berücksichtigen, daß die gemachten rechnerischen Annahmen über den Einfluß des Tragflügels auf die Körper, die sich ja nur auf die Überlagerung der näherungsweise erhaltenen Zirkulationsgeschwindigkeit mit dem Strömungsfeld der Körper beschränken, an sich ziemlich roh sind. Der Tragflügel wurde, wie erinnerlich, durch Bildung eines mittleren Radius für die Zirkulation durch einen Wirbel ersetzt. Durch exakte Ermittlung der Zirkulationsgeschwindigkeit in den einzelnen Körperschnitten läßt sich sicherlich eine größere Annäherung der Rechnung an die Versuche erzielen. Hier wurde jedoch von vornherein auf eine exakte Durchrechnung verzichtet.

In Gegensatz zur vorstehenden Rechnung steht die Behandlung des Einflusses der Körper auf den Tragflügel. Wenn auch das Grundsätzliche der Rechnung das gleiche wie vorher ist, so sei daran erinnert, daß die Größe der Zirkulationsgeschwindigkeit in den einzelnen Meßpunkten am Tragflügel aus der durch die Abbildung erhaltenen Druckverteilung ermittelt wurde. So ist in diesem Fall eine bessere Übereinstimmung der Ergebnisse zu erwarten.

In der Tat zeigt die folgende Gegenüberstellung von Versuch und Rechnung für die Auftriebsstörung ein sehr

viel günstigeres Bild. Hier stimmen beide, abgesehen vom Zylinder, so überein, daß das Rechnungsverfahren eine durchaus genügende Annäherung an die Versuche ergibt.

Zuerst sei noch der Tragflügel ohne Störungskörper zum Vergleich gestellt. Der rechnerische Auftriebsbeiwert und der aus der Druckverteilung des Versuchs ermittelte weisen einen Unterschied von 13,8 vH auf. Der Versuchswert ist hierbei der kleinere. Neben den auftretenden Reibungsverlusten wäre bei der Größe der Differenz eine Anblasung unter einem anderen Anstellwinkel als $\alpha = 7,0^\circ$ denkbar, ähnlich der bei der Messung an der Strebe ausgesprochenen Vermutung. Eine Beeinflussung der Auftriebsverteilung durch zu kleine Endscheiben liegt, wie die Druckverteilung in den einzelnen Tragflügelschnitten zeigt, nicht vor. Messungen in der AVA-Göttingen (Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen, Bd. III. Abb. 17) bestätigen, daß bereits bei einem Verhältnis $b/h = 0,75$ die Auftriebsverteilung nahezu konstant ist. Da der Strahl des Windkanals bis zum Abschluß der vorliegenden Arbeit noch nicht auf Strahlneigung untersucht worden ist, könnte vielleicht hierin eine Fehlerquelle zu suchen sein.

Berücksichtigt man das Totwasser hinter dem Zylinder, vernachlässigt aber seine allmähliche Durchwirbelung mit der gesunden Strömung, so entsteht aus dem Zylinder ein Halbkörper. Während die Höchstgeschwindigkeit bei der Strömung um den Zylinder lediglich in einem Punkt, bei $\varphi = 90^\circ$, erreicht wird, und die Geschwindigkeit dann wieder abklingt, bleibt die Höchstgeschwindigkeit bei dem Halbkörper erhalten. Sie sei Grenzgeschwindigkeit genannt. Durch die Überlagerung dieser Grenzgeschwindigkeit mit der Zirkulationsgeschwindigkeit erhalten wir über einem Profilerschnitt Werte für p/q , die kleiner als diejenigen ohne Berücksichtigung des Totwassers sind. So ist auch zu erklären, daß für y_1 auf rechnerischem Wege annähernd der doppelte Wert des Versuchs erhalten wurde. Entsprechenden Einfluß übt das Totwasser dann auch auf den Auftriebsbeiwert und die Ausdehnung der Störung aus. Bei einer Umwandlung des Zylinders in einen Halbkörper in der Rechnung wäre man bei der Ungewißheit der Ausdehnung des Totwassers an vorherige Versuche gebunden.

Während bei der Störung durch den Zylinder der Auftriebsbeiwert aus den Versuchen mit $c_a = 0,985$ bestimmt wurde, ergibt er sich rechnerisch zu $c_a = 1,170$, und die Verluste betragen 45,4 vH gegenüber 18,0 vH vom Druck und 6,0 bzw. 3,7 vH vom Gesamtauftrieb.

Bei dem Unterschied des gemessenen und Rechnungsauftriebsbeiwerts und ferner dem des Verhältnisses des Beiwertes der Druckseite zum Gesamtbeiwert ($c_{aD}/c_a)_R = 0,210$ und $c_{aD}/c_a)_V = 0,131$) haben die Absolutwerte des Auftriebs untergeordnete Bedeutung. Als Vergleichsmaß können nur die vH-Werte gelten. Die Unterschiede in der Ausdehnung der Störung ($\pm 1,4 t)_V$ und ($\pm 0,615 t)_R$ sind nach vorstehendem erklärt.

Günstiger liegen die Verhältnisse bei der Strebe, da hier ein ausgedehntes Totwasser nicht auftritt. So zeigt denn auch der Profilerschnitt y_1 eine genügende Annäherung zwischen Rechnung und Versuch. Aber auch hier zeigt sich der schon erwähnte Unterschied im Druckverlauf im ersten Viertel der Tragfläche. Hier gibt der Versuch ebenfalls einen stärkeren Anstieg als der der Rechnung. Die Minima haben annähernd gleichen Wert, sind aber etwas in der Tiefe gegeneinander verschoben.

Der Auftriebsbeiwert des Versuchs ist $c_a = 1,004$, der der Rechnung $c_a = 1,143$. Die Verluste sind 31,0 vH gegen-

Zahlentafel 4. Zusammenstellung der Ergebnisse aus Versuch und Rechnung.

Körper	c_a	c_{aD}	Verlust von c_{aD}	Verlust von c_a	Ausdehnung d. Störung
Versuch					
Tragflügel allein	1,046	0,137	—	—	—
Zylinder	0,985	0,075	45,6	6,0	1,40 t
Strebe	1,004	0,094	31,0	4,1	0,45 t
Rotationskörper mit a_3	1,028	0,118	13,3	1,7	0,15 t
Rotationskörper mit $a = 0,1574 t$	1,030	0,130	4,5	0,61	0,14 t
Rad u. Rad-Verkleidung	1,021	0,111	17,3	2,3	0,18 t
Rechnung					
Tragflügel allein	1,215	0,255	—	—	—
Zylinder	1,170	0,210	18,0	3,7	0,62 t
Strebe	1,143	0,177	30,5	6,4	0,50 t
Rotationskörper mit a_3	1,185	0,225	11,7	2,5	0,21 t

über 30,5 vH des Druckes und 4,10 vH bzw. 6,40 vH des Gesamtauftriebes. Die Grenze des Störungsgebietes liegt mit ($\pm 0,45$)_V gegen ($\pm 0,50$)_R.

Die gleiche Übereinstimmung herrscht beim Rotationskörper. Für den Abstand a_3 ist der Versuchsauftriebsbeiwert $c_a = 1,028$, der der Rechnung 1,185, d. h. ein Verlust auf der Druckseite von 13,3 bzw. 11,7 vH und für den Gesamtauftrieb 1,70 bzw. 2,50 vH. Die Strömung dehnt sich auf $\pm 0,15 t$ bzw. 0,21 t aus.

X. Zusammenfassung.

Zusammenfassend kann gesagt werden: Körper auf der Druckseite eines Tragflügels rufen Auftriebsstörungen hervor, die sich bei kleinen und mittleren positiven Anstellwinkeln praktisch auf die Druckseite beschränken. Diese Störung kann bei Körpern mit kleinem Totwasser rechnerisch mit guter Annäherung durch Überlagerung der Zirkulationsgeschwindigkeit mit dem Strömungsfeld des Körpers ermittelt werden. Andererseits hat der Flügel einen Einfluß auf den Störungskörper, der sich unter diesem in beschleunigter oder verzögerter Strömung befindet. Die mittlere Geschwindigkeit dieser Strömung nimmt nach dem Tragflügel hin ab. Hat der Körper die Gestalt einer Strebe und dient er in dieser Art als eine von der Tragfläche ausgehende Radverkleidung, so hat der Ingenieur neben der Auftriebsstörung durch die Verkleidung für diese mit einem Widerstandsbeiwert zu rechnen, der größer ist als der der Verkleidung allein.

Körper von rotationssymmetrischer Gestalt, wie ein Scheinwerfer, und ähnlichen, wie Radhaubenverkleidungen können in einem solchen Abstand vom Tragflügel (etwa dem 3fachen Größtdurchmesser) angebracht werden, daß sie praktisch keine Auftriebsstörung hervorrufen, andererseits ihr Widerstandsbeiwert nicht wesentlich vergrößert wird.

Bei Radverkleidungen liegt der Fall ähnlich. Eine größere Entfernung der Haube von der Tragfläche kann trotz größerer Länge des Fahrgestells einen kleineren Gesamtwiderstand als die geringere Entfernung ergeben. Eine derartige Lösung dürfte auch dem Propellerkonstrukteur, dessen Forderung die Herabsetzung der Propellerdrehzahl und Vergrößerung des Propellerdurchmessers zur Steigerung des Wirkungsgrades ist, willkommen sein.

LUFTFAHRT- FORSCHUNG

Mit Beiträgen der nachstehenden Institute:

Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, E.V., Berlin-Adlershof • Aerodynamische Versuchsanstalt beim Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung, Göttingen • Aerodynamisches Institut der Technischen Hochschule Aachen • Aerodynamisches Institut an der Technischen Hochschule Darmstadt • Institut für Aerodynamik und Flugtechnik der Technischen Hochschule Hannover • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Stuttgart • Forschungsinstitut für Kraftfahrwesen und Fahrzeugmotore an der Technischen Hochschule Stuttgart • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Berlin • Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug, Flugplatz Griesheim b. Darmstadt • Professor Dr.-Ing. Flügel u. a.

Herausgegeben von der
**Zentrale für technisch-wissenschaftliches Berichtswesen
über Luftfahrtforschung (ZWB)**



INHALT:

Thermischer Segelflug. Von W. Georgii	Seite 117
Einfluß der aerodynamischen Gestaltung auf die Leistung von Segelflugzeugen. Von A. Lippisch	Seite 122
Einfluß von Gewicht und Widerstand auf Sinkgeschwindigkeit und Gleitzahl bei Segelflugzeugen. Von R. Kosin	Seite 128
Die aerodynamische Zusammenfügung von Tragflügel und Rumpf. Von H. Muttray	Seite 131
Das Trudeln von Flugzeugen. Von A. V. Stephens	Seite 140
Über die Wirkung der Coriolisbeschleunigungen auf das Labyrinth beim Trudeln eines Motorflugzeuges. Von H. von Diringshofen	Seite 150

VERLAG VON R. OLDENBOURG, MÜNCHEN-BERLIN

EINE WERTVOLLE ERGÄNZUNG
ZUR „LUFTFAHRT-FORSCHUNG“
STELLT DIE ZEITSCHRIFT

DEUTSCHE LUFTWACHT

AUSGABE: LUFTWISSEN

dar. Die Zeitschrift ist zu beziehen vom Verlag E. S. Mittler & Sohn, Berlin SW 68, vom Verlag R. Oldenbourg, München 1, sowie durch alle Buchhandlungen

PREIS DES JAHRGANGS

im Inland RM. 12.-
im Ausland RM. 18.-

Forschungsergebnisse des Verkehrswissenschaftlichen Instituts für Luftfahrt an der Techn. Hochschule Stuttgart

Herausgegeben von Prof. Dr.-Ing. CARL PIRATH

- Heft 1: **Die Probleme und das Verkehrsbedürfnis im Luftverkehr.** 36 S., 12 Abb., 9 Tab. Lex.-8^o. 1929. M. 2.70
- Heft 2: **Gestaltung des Weltluftverkehrsnetzes und seiner Flughafenanlagen.** 75 S., 42 Abb., 5 Tab. Lex.-8^o. 1930. M. 4.50
- Heft 3: **Grundlagen und Stand der Wirtschaftlichkeit im Luftverkehr.** 91 S., 9 Abb., 31 Tab. Lex.-8^o. 1930. M. 4.50
- Heft 4: **Die Luftverkehrswirtschaft in Europa und in den Vereinigten Staaten von Nordamerika.** 105 S., 45 Abb., 35 Tab. 1931. M. 8.—
- Heft 5: **Die Hochstraßen des Weltluftverkehrs.** 47 S., 5 Abb. 27 Tab. 1932. M. 3.20
- Heft 6: **Die Grundlagen der Flugsicherung.** 116 S., 27 Abb. 1933. M. 7.—

R. OLDENBOURG, MÜNCHEN 1 UND BERLIN

Luftfahrt-Forschung

Jährlich erscheint ein Band (bestehend aus etwa 8 Heften) zum Preise von RM. 16.—. Bestellungen können bei jeder Buchhandlung oder beim Verlag aufgegeben werden.

R. Oldenbourg · München 1 und Berlin

Verlangen Sie

unverbindlich ein Angebot über den günstigen Bezug von „Luftfahrt-Forschung“ Bd. I—10. Preisermäßigung und Ratenzahlung bei Bezug aller Bände.

Einführung in die theoretische Aerodynamik

Von Professor Dipl.-Ing. C. Eberhardt. 144 Seit., 118 Abb. Gr.-8^o. 1927. Brosch. M. 8.—, in Leinen M. 9.50.

P. IDRAC

Experimentelle Untersuchungen über den Segelflug

mitten im Fluggebiet großer segelnder Vögel (Geier, Albatros usw.) Ihre Anwendung auf den Segelflug des Menschen. Übers. a. d. Franz. v. Dr. F. Höhdorf. 81 S., Gr.-8^o. 1932. Brosch. M. 3.—.

Der Luftschiffbau Schütte-Lanz 1909-1925

Hrsg. von Prof. Dr.-Ing. e. h. Joh. Schütte. 159 Seit., 277 Abb., 4 Portr. Gr.-4^o. 1926. Brosch. M. 11.70, Leinen M. 14.40.

Der Vogelflug als Grundlage der Fliegenkunst

Von Otto Lilienthal. 2. Aufl. 210 Seiten, 95 Abb., 8 Taf. Gr.-8^o. 1910. Geb. M. 8.50.

R. OLDENBOURG, MÜNCHEN 1 u. BERLIN

W. Georgii: Thermischer Segelflug.

A. Lippisch: Einfluß der aerodynamischen Gestaltung auf die Leistung der Segelflugzeuge.

R. Kosin: Einfluß von Gewicht und Widerstand auf Sinkgeschwindigkeit und Gleitzahl bei Segelflugzeugen.

Drei Vorträge, gehalten vor dem Ausschuß für Segelflugwesen der Vereinigung für Luftfahrtforschung am 21. 9. 1934 in München.

H. Muttray: Die aerodynamische Zusammenfügung von Tragflügel und Rumpf.

Vortrag, gehalten vor dem Ausschuß für Segelflugwesen der Vereinigung für Luftfahrtforschung am 25. 11. 1933 in Darmstadt.

Drei Voraussetzungen bedingen den Fortschritt im Segelflug:

1. Die Erschließung der atmosphärischen Segelflugmöglichkeiten, welche die Energiequellen für den motorlosen Flug überhaupt liefern,
2. die Konstruktion der für die Auswertung der gegebenen Energiequellen geeigneten Flugzeuge,
3. das fliegerische Können und die Erfahrung der Piloten, um die gegebenen Segelflugmöglichkeiten mit den vorhandenen Flugzeugen ausnutzen zu können.

Der Ausschuß für Segelflugwesen der Vereinigung für Luftfahrtforschung hielt am 21. und 22. September in München eine Tagung ab, auf der in einer Reihe von Vorträgen gezeigt wurde, wie weit diese Voraussetzungen bereits heute erfüllt sind. Einen eingehenden Bericht über die Tagung bringt die Zeitschrift »Luftwissen«. Im folgenden werden drei der wichtigsten Vorträge wiedergegeben. Die Arbeit Georgii behandelt den Stand der Erkenntnis der atmosphärischen Segelflugbedingungen, während die Arbeiten von Lippisch und Kosin sowie die Arbeit von Muttray, die bereits auf der vorjährigen Tagung in Darmstadt vorgetragen wurde, die für die Konstruktion der Leistungssegelflugzeuge maßgebenden Überlegungen aufzeigen. Die vier Arbeiten zusammen bieten eine Erklärung für die sprunghafte Leistungssteigerung im Segelflug, die der Rhön-Segelflug-Wettbewerb 1934 bewiesen hat.

Thermischer Segelflug.

Von W. Georgii.

Gliederung.

1. Einleitung.
2. Thermische Segelflugmöglichkeiten.
 - a) Sonnenthermik oder Einstrahlungsthermik.
 - b) Abendthermik.
 - c) Windthermik.
 - d) Ozeanthermik.
 - e) Hochthermik.
3. Zusammenfassung.

1. Einleitung.

Die drei Voraussetzungen für die Entwicklung des motorlosen Fluges: Erschließung der atmosphärischen Segelflugmöglichkeiten, geeignete Flugzeuge und fliegerisches Können und Erfahrung der Flugzeugführer lassen sich in ihren Einwirkungen auf die Leistungssteigerung der Segelflugzeuge deutlich nachweisen. Die ersten vorbildlichen Segelflugzeuge, »Blaue Maus« von Klemperer und namentlich »Vampyr« von Madelung, waren die Voraussetzung für eine erfolgreiche Weiterentwicklung des motorlosen Fluges. Fliegerisches Können erschloß alle Möglichkeiten des Hangsegelfluges und steigerte seine Leistung bis zu Streckenflügen von 100 km. Die meteorologische Forschung wies dem motorlosen Flug den Weg zum thermischen Segelflug und führte ihn damit vom Gebirge auch über die Ebene. Nach der Erschließung des thermischen Segelfluges wurden von der Technik die für den Flug über der Ebene notwendigen Startarten, Flugzeugschlepp und Windschlepp geschaffen und von den Piloten die Methodik des thermischen Segelfluges erlangt. So erkennt man wechselseitig im Aufstieg des deutschen Segelfluges die Einwirkung der für die Leistungssteigerungen notwendigen Voraussetzungen. Mit der Erschließung des thermischen Segelfluges, der bisher den Wolken-, Front- und reinen ther-

mischen Segelflug, den Flug ohne Wolken, umfaßt, kennen wir alle Segelflugmöglichkeiten, die praktisch für den menschlichen Segelflug in Frage kommen. Doch läßt sich nicht sagen, daß damit die große Entwicklungsperiode, welche durch den thermischen Segelflug vor einigen Jahren eingeleitet worden ist, auch abgeschlossen ist. Das Gegenteil haben ja gerade mit ihrer sprunghaften Steigerung die Leistungen des Rhön-Segelflug-Wettbewerbs 1934 erwiesen. Sie haben auch den Weg gezeigt, auf dem neue Fortschritte erzielt werden können, für die nicht allein die Vervollkommnung der Flugzeuge und die Steigerung des fliegerischen Könnens ausschlaggebend sind. Das erweist auch die Verschiedenartigkeit der Flugzeuge und die Zahl der Führer, die annähernd gleiche Leistungssteigerungen im Rhön-Segelflug-Wettbewerb 1934 erzielt haben. Zweifellos bietet demnach der thermische Segelflug noch Möglichkeiten, die bisher noch nicht fliegerisch verwertet und von der Forschung noch nicht dem Segelflug erschlossen worden sind.

Aufschluß vermögen uns über dieses Problem die physikalischen Grundlagen der thermischen Vertikalbewegungen der Atmosphäre zu geben. Thermische Vertikalbewegungen setzen, ausgenommen den Fall örtlicher Überhitzung, eine labile Atmosphäre voraus, d. h. ein vertikales Temperaturgefälle, das größer als der trockenadiabatische oder feuchtadiabatische Gradient ist. Diese Labilität kann erzeugt werden durch die tägliche Sonneneinstrahlung, also durch Erhitzung der unteren Luftschichten. Ebenso kann sie aber erzeugt werden durch Abkühlung in der Höhe. Auch diese Abkühlung in der Höhe kann Strahlungsvorgänge zur

Ursache haben. Wesentlicher für das vorliegende Problem sind aber die Vorgänge, bei welchem durch Antransport oder Advektion kalter Luft die Abkühlung in der Höhe erfolgt. Ebenso wie die Advektion kalter Luftmassen eine labile Atmosphäre bedingen kann, vermögen auch warme Luftmassen, welche von südlicheren Breiten heranwehen, eine labile Atmosphäre zur Folge zu haben und die in südlicheren Breiten aufgenommene Wärmeenergie bei uns in thermischen Vertikalbewegungen zur Auslösung zu bringen.

Aus diesen physikalischen Grundlagen läßt sich ein System thermischer Segelflugmöglichkeiten ableiten, welches uns die Wege zeigt, die sich segelfliegerisch noch erkunden lassen. Die Kennzeichnung der sich so ergebenden thermischen Segelflugbedingung ist so gewählt, wie sie der Sprache und dem Vorstellungsvermögen des Segelfliegers entspricht.

2. Thermische Segelflug-Möglichkeiten.

a) Sonnenthermik oder Einstrahlungsthermik.

Die Sonnenthermik oder Einstrahlungsthermik bilden die jedem Segelflieger geläufigen normalen thermischen Aufwinde an windschwachen Sommertagen. Sie entsteht durch Überhitzung der unteren Luftschichten und hängt deshalb stark von der örtlichen Bodenbeschaffenheit, also von der Verteilung von freiem Feld, Wald, feuchten Wiesen usw. ab. Die Verteilung der Auf- und Abwindgebiete ist unregelmäßig entsprechend der Geländebeschaffenheit. Segelflugmöglichkeit besteht im günstigsten Fall von 9 Uhr bis 18 Uhr. Die meisten thermischen Segelflüge sind unter diesen Bedingungen durchgeführt worden.

Abb. 1 enthält die Zustandskurve der Atmosphäre bei Einstrahlungsthermik in Form des sog. Emagramms, und zwar gibt die linke Kurve den Temperaturzustand der ruhenden Luft, die rechte Kurve den Temperaturverlauf eines vom Boden aufsteigenden Luftteilchens an. Der schraffierte Teil der Figur veranschaulicht die Labilität der Atmosphäre, welche maßgebend ist für die Geschwindigkeit der Vertikalbewegung und für die erreichbare Höhe der aufsteigenden Luft.

b) Abendthermik.

Die Abendthermik ist wiederholt schon von Segelfliegern beobachtet worden, ohne daß sie bisher ihre Deutung gefunden hat. Die entsprechenden Zustandskurven der Abb. 1 (2. Juli, 21. Juli, 17. August, 19. August 1914) geben die Erläuterung für diese nach Sonnenuntergang auftretenden thermischen Aufwinde. Bei der Abendthermik handelt es sich um eine von der Tageserwärmung in der Höhe noch vorhandene Restthermik. Während die unteren bodennahen Luftschichten unter dem Einfluß der einsetzenden nächtlichen Ausstrahlung schon erkalten und deshalb sehr stabil (2. 7. u. 19. 8. Bodeninversion), also frei von Vertikalbewegungen sind, zeigt sich bei sämtlichen Beispielen in Höhen über 1000 m zunehmende Labilität der Atmosphäre. In Höhen über 1000 m können demnach unter den gegebenen Verhältnissen noch am späten Abend freie Vertikalbewegungen auftreten. Die Labilität der Atmosphäre und ebenso die freien Vertikalbewegungen der Luft bedürfen aber der Auslösung, d. h. Luftteilchen müssen innerhalb der labilen Schicht durch irgendwelche Vorgänge aus ihrer Ruhelage, in der sie im thermischen Gleichgewicht sind, gehoben werden. Solche Auslösungsvorgänge sind die orographische Auslösung oder zwangsweise Hebung von Luftteilchen an Hindernissen der Erdoberfläche, Auslösung durch Rauigkeitsunterschiede der Erdoberfläche (Übergang der Strömung vom Meer auf Land oder von freiem Feld zu Wald) oder turbulente Auslösung in der Grenzschicht zweier mit verschiedener Geschwindigkeit bewegter Luftmassen. Am Tage erfolgt die Auslösung der thermischen Vertikalbewegung gewöhnlich am Erdboden, wo die verschiedenartige Gestaltung des Bodens zahlreiche Auslösungsmöglichkeiten bietet. Bei der Abendthermik kann die Auslösung nicht mehr von ebenem Erdboden erfolgen, über dem die untere erkalte, sehr stabile Luftschicht liegt. Die Auslösung der oberen Labilität kann nur durch Gebirge erfolgen, die noch in die obere labile Luftschicht ragen und welche die anströmende Luft zwangsweise heben. Infolgedessen kann die Abendthermik, mit Ausnahme des Falles der turbulenten Auslösung, nur vom Gebirge aus im Segelflug ausgenutzt

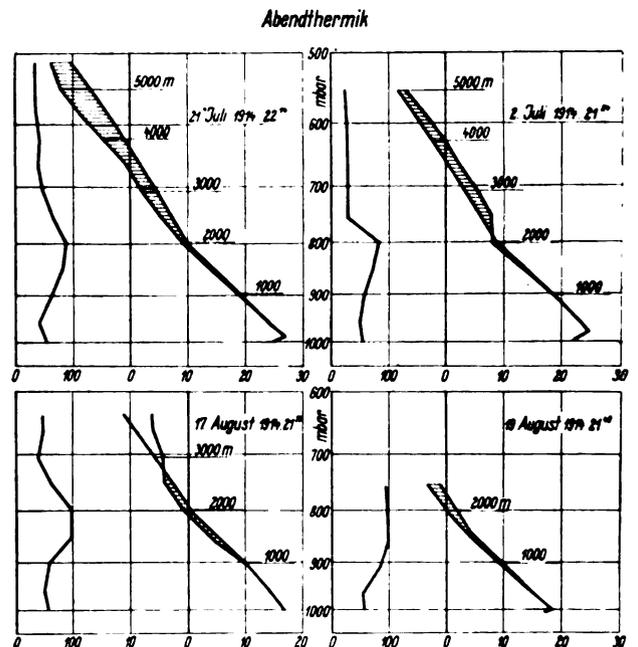
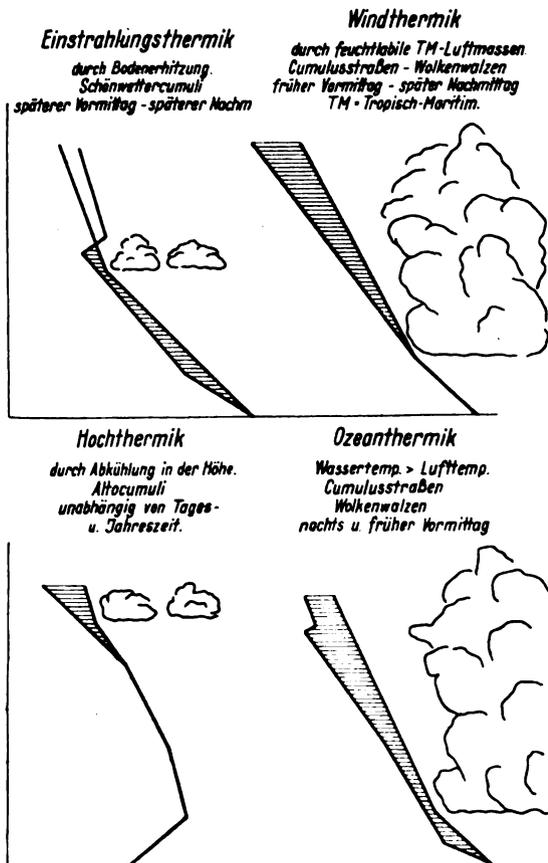


Abb. 1. Atmosphärische Thermik.

werden. Manche Flüge, die in Rhön-Wettbewerben durchgeführt, und bei welchen gerade in den Abendstunden ein ruhiger Segelflug in großen Höhen ermöglicht wurden, erklären sich leicht durch diese Abendthermik.

c) Windthermik.

Die sogenannte »Windthermik« hat die großen Fernsegelflüge des diesjährigen Rhön-Segelflug-Wettbewerbes ermöglicht. Abb. 2 gibt eine Darstellung der Fernsegelflüge über 300 km am 26. und 27. Juli 1934. Die größere Zahl dieser Flüge, die von verschiedenen Führern auf ungleichartigen Flugzeugen erfliegen wurden, und die zeitliche Folge an zwei aufeinanderfolgenden Tagen erweist, daß besondere atmosphärische Bedingungen diese Flüge ermöglicht haben. Die Kombination guter Thermik mit großen Windgeschwindigkeiten und die hierdurch bedingte große Reisegeschwindigkeit der Segelflugzeuge ermöglichte die Zurücklegung dieser großen Strecken. Die Bezeichnung »Windthermik« charakterisiert die vorherrschenden besonderen Bedingungen. An und für sich ist es überraschend, daß die gleichen Verhältnisse nicht in früheren Jahren schon zu ähnlichen Flügen ausgenutzt worden sind. Nicht jede günstige Segelflugmöglichkeit bietet sich aber im Verlauf eines Wettbewerbes. Auch Gewitterfronten sind nicht jedem Wettbewerb beschieden. Dazu kommt noch, daß mit gewisser Berechtigung die Ansicht vorgeherrscht hat, daß gute Thermik mit geringen Windgeschwindigkeiten verbunden ist. Auf Grund der eingangs aufgeführten physikalischen Grundlagen der Thermik läßt sich auch die Windthermik erklären. Die Kombination guter Thermik mit großen Windgeschwindigkeiten weist darauf hin, daß die günstigen thermischen Bedingungen der Luft nicht örtlich, also nicht durch lokale Sonneneinstrahlung entstanden sein können, sondern durch Advektion oder Antransport einheitlicher, feuchtwarmer Luftmassen bedingt sein müssen. Die Untersuchung der vorliegenden Flüge hat nun gezeigt, daß es sich um feuchtwarme, tropische Luftmassen handelt, welche an den fraglichen Tagen des 26. und 27. Juli nach Europa, etwa aus dem Bereich des Atlantischen Ozeans südlich der Azoren herans transportiert wurden. Die Luftmasse brachte aus jenen tropischen Breiten die Wärmeenergie mit, welche bei uns in der beobachteten kräftigen Thermik zur Auslösung kam. Charakteristisch und für den Segelflug bedeutungsvoll ist für solche labile Luftmassen auch der Auslösungsvorgang. Während bei örtlich entstandener Einstrahlungsthermik Auf- und Abwind unregelmäßig verteilt sind, weisen einheitlich labile Luftmassen eine gewisse Regelmäßigkeit der Aufwindverteilung auf. Die herrschende thermische Labilität der Atmosphäre, verbunden mit größerer Windgeschwindigkeit,

kommt in großen, in gewisser Regelmäßigkeit angeordneten Luftwalzen zur Auslösung. Diese Luftwalzen, deren Achsen in der Windrichtung liegen, bilden ausgedehnte Wolkenstraßen, welche für den Segelflieger Aufwindstraßen darstellen, auf welchen er mit ziemlich gleichmäßigen Aufwindverhältnissen ohne Höhenverlust und deshalb auch ohne zeitraubenden Aufenthalt entlangfliegen kann. So erklärt sich auch die große Reisegeschwindigkeit der Segelflugzeuge am 26. und 27. 7. Sehr schön charakterisiert auch das Barogramm des Fluges von Heini Dittmar auf »Sao Paulo« vom 27. 7. diese Verhältnisse (Abb. 3).

Ganz abweichend von den normalen Barogrammen thermischer Segelflüge, welche große Höhenunterschiede aufweisen, ist der Flug von Dittmar am 27. 7. nahezu in der gleichen Höhenschicht durchgeführt worden. Im Flug konnten die vielfach sich bietenden Wolkenstraßen ausgenutzt werden und so ohne das zeitraubende Kreisen der Flug in einzelnen, willkürlich verteilten Aufwindgebieten durchgeführt werden. Ganz gleichartige Barogramme hat die Deutsche Segelflug-Expedition in Südamerika durch Streckenflüge von Peter Riedel auf »Fafnir I« erhalten. Dies ist verständlich, da diese Flüge in gleichartigen, labilen, feuchtwarmen, tropischen Luftmassen durchgeführt worden sind, wie die Wasserkuppenflüge vom 26. und 27. Juli. In den von der Südamerika-Expedition aufgesuchten Teilen von Brasilien und Argentinien sind die Segelflugmöglichkeiten nicht wesentlich anders als bei uns. Normalerweise herrscht auch dort Einstrahlungsthermik vor, die durch die örtliche Überhitzung erzeugt wird. Der Höhenrekord von Dittmar am 17. Februar 1934 in Campos dos Affonso bei Rio de Janeiro, auf dem 4300 m erreicht wurden, ist unter gestörten Wetterbedingungen ausgeführt worden.

Feuchte äquatoriale Luftmassen wurden an diesem Tag aus dem nördlichen Teil des Kontinents herangeführt. Es ergibt sich somit ein innerer Zusammenhang zwischen den beiden Rekordflügen von Dittmar, dem Höhenrekordflug in Brasilien und dem Streckenrekordflug von der Wasserkuppe aus. Beide Flüge sind unter der Einwirkung der Windthermik durchgeführt worden. In beiden Fällen waren es die günstigen thermischen Segelflugmöglichkeiten, welche feuchten tropischen Luftmassen eigentümlich sind, die aus niederen Breiten herangeführt werden. Auch am 20. August 1934 wurde vom Hesselberg bei Ansbach ein Flug von 330 km auf dem Segelflugzeug »Milan« von Ziegler ausgeführt. Die Überprüfung der Voraussetzungen dieses Fluges ergibt genau die gleichen Verhältnisse wie bei den vorausgehenden Flügen, so daß man Windthermik tatsächlich als die günstigste Bedingung für große Fernsegelflüge ansprechen muß,

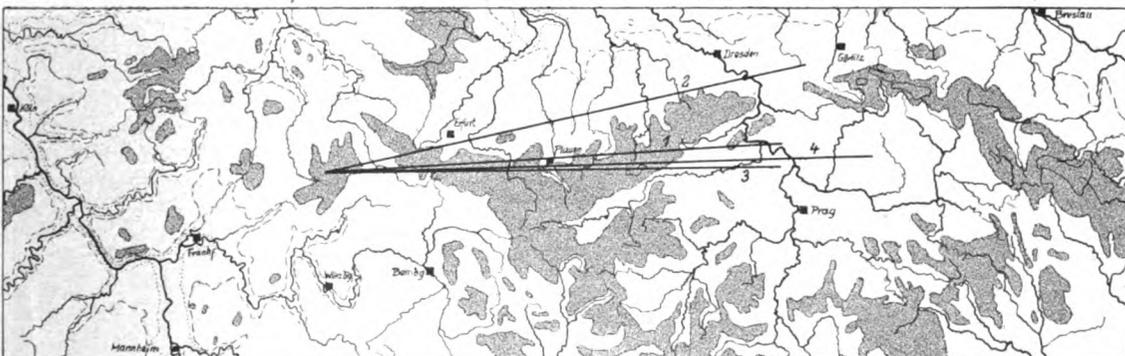
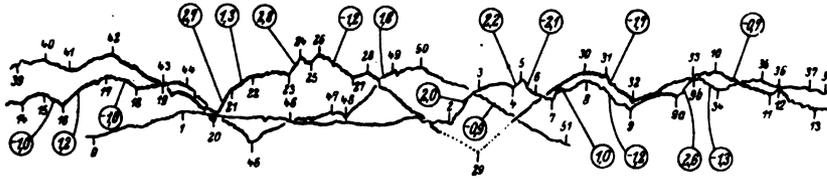


Abb. 2. Rhönsegelflug-Wettbewerb 1934: Die Flüge über 300 km.

Tag	Führer	Flugzeug	Start	Landung	Dauer	Strecke	Fluggeschw.	m. Wind in 1000 bis 2000 m Höhe	Flug
26. 7.	Hofmann . .	Ldgr. Baden	11 ¹⁸	16 ⁵⁵	5 Std. 38 Min.	310 km	56 km/h	45 km/h	1
	Hirth	Moazagotl	11 ¹⁹	17 ⁰⁰	6 • 11 •	351 •	56,5 •		2
27. 7.	Wlegmeyer .	Präsident	11 ²²	16 ⁴⁴	5 • 12 •	315 •	60,5 •	49,5 •	3
	Dittmar . . .	São Paulo	11 ³³	17 ⁰⁰	5 • 37 •	375 •	67 •		4

E. Wigmeyer auf D. „Präsident“ am 27. VII. 34.
 Start: 11³³ Landung: 16⁰⁵
 Flugstrecke: Wasserkuppe + Raudnitz (CSR) 310 km
 Barograph: Luftf 5410. 5000 m & Std.



Höhenwinde in km/h:

Ffm.	Schkeud.	Gera	Breslau
3,0	13	16	16
2,0	1,8	1,3	7,9
1,0	23,43	23,65	25,54
0,5	24,40	24,61	24,28
0	25,36	-	25,22
0	24,22	-	-

H. Dittmar auf D. „São Paulo“ am 27. VII. 34.
 Start: 11⁵³ Landung: 17³⁰
 Flugstrecke: Wasserkuppe + Liban (CSR) 375 km
 Barograph: Luftf 5117 5000 m & Std.

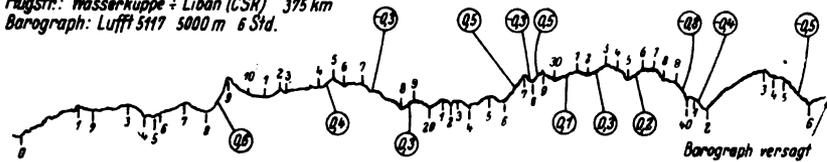


Abb. 3. Barogramm der Segelflugzeuge „Präsident“ und „São Paulo“ vom 27. 7. 1934.

und Windthermik dadurch definieren kann, daß sie die Umsetzung potentieller Energie labiler Luftmassen, die aus tropischen Breiten stammen, in kinetische Strömungsenergie darstellt.

d) Ozeanthermik.

Die Beobachtungen der Südamerika-Expedition haben ergeben, daß über dem tropischen Teil des Ozeans sehr günstige Segelflugmöglichkeiten vorhanden sind. Die Bedingungen für die Entstehung der Thermik auf dem Wasser sind andere als auf dem Land. Sie hängen infolge der thermischen Trägheit des Wassers weniger von den täglichen Einstrahlungsverhältnissen der Sonne als von der Temperatur des Wassers im Vergleich zur Luft ab. Überall auf dem Ozean, wo die Wassertemperatur höher als die Lufttemperatur ist, können thermische Aufwinde entstehen. Es genügen schon verhältnismäßig kleine Temperaturunterschiede für die Entwicklung guter Ozeanthermik. Die Zustandskurve der Atmosphäre für Ozeanthermik ist auf Abb. 1 ebenfalls angegeben. Über der wärmeren Wasseroberfläche entwickelt sich in der untersten Luftschicht ein labiles Temperaturgefälle, wodurch unter Mitwirkung freiwerdender Kondensationswärme eine große Labilität der Atmosphäre erzeugt werden kann. Infolge der gleichmäßigen und gleichartigen Oberfläche des Ozeans sind auch die Auslösungsvorgänge auf dem Ozean viel regelmäßiger als über dem ungleichmäßig erwärmten Festland. In gleicher Weise, aber noch mit größerer Regelmäßigkeit wie bei Windthermik über dem Festland, treten die thermischen Aufwinde auf dem Ozean in Begleitung ausgedehnter Umlagerungswalzen auf, welche auffallend regelmäßige und sehr ausgedehnte Wolkenstraßen über dem Ozean bilden.

Die Südamerika-Expedition hat solche Wolkenstraßen photographiert, welche sich von Horizont zu Horizont in scharf begrenzter Form über den ganzen Himmel erstreckten. Da der Temperaturunterschied zwischen Wasser und Luft in der Nacht und am frühen Morgen am größten ist, ist auch die Ozeanthermik zu dieser Zeit am kräftigsten. Auf Grund ihrer Beobachtungen hat die Südamerika-Expedition

den Eindruck gewonnen, daß sich Segelflüge im tropischen Teil des Ozeans durchführen lassen müssen. Da der Seegang in diesem Gebiet normalerweise gering ist, würde Start und Landung keine übermäßigen Gefahren bringen. Als Startart kommt Flugzeugschlepp zunächst in Frage. Das Schleppflugzeug würde zugleich Begleitflugzeug für das Segelflugzeug sein, um es nach der Landung zum Schiff zurückzubringen. Streckenflüge von 100 km und mehr sind durchaus durchführbar. Es würde eine schöne Aufgabe für den deutschen Segelflug sein, diese Ozeanthermikflüge in Zusammenarbeit mit dem in jenen Teilen des Ozeans befindlichen Flugschiff „Schwabenland“ durchzuführen.

Bisher war der Segelflug im wesentlichen auf die Tagesstunden und die warme Jahreszeit beschränkt, da er die von der Sonneneinstrahlung ausgehende Thermik ausnutzen mußte. Die eingangs aufgeführten physikalischen Grundlagen thermischer Aufwinde haben erbracht, daß thermische Instabilität der Luft und damit auch thermische Aufwinde unabhängig von der Sonneneinstrahlung dadurch entstehen können, daß bei unveränderten Temperaturverhältnissen in den unteren Luftschichten Abkühlung in der Höhe durch Antransport kälterer Luftmassen, normalerweise also solcher aus höheren Breiten, einsetzt. Dieser Vorgang führt uns zum Auftreten der

c) Hochthermik.

Die Zustandskurve der Atmosphäre für Hochthermik findet sich auf Abb. 1. Die unteren Luftschichten sind sehr stabil, namentlich in der Nacht und im Winter eine Bodeninversion aufweisen. Labilität der Luft tritt erst in Höhen über 2000 m auf, bedingt durch die Vergrößerung des Temperaturgefälles infolge der Zufuhr kalter Luft in der Höhe. Das Aufwindgebiet in diesen Höhen ist in der Zustandskurve der Abb. 1 für Hochthermik wiederum durch Schraffur gekennzeichnet. Die ersten Versuche zur Erschließung der Hochthermik sind beim D. F. S. im Sommer dieses Jahres durchgeführt worden. Abb. 4 zeigt die Höhenzeitkurve des Fluges vom 21. Juni 17.30 Uhr von Hanna Reitsch auf dem Segelflugzeug „Präsident“. Das Flugzeug wurde auf 2600 m Höhe geschleppt. Im Schleppzug erkennt man, daß in 2400 m die Steiggeschwindigkeit plötzlich erheblich zunimmt. Nach der Loslösung vom Schleppflugzeug hält sich das Segelflugzeug noch einige Zeit in der Schlepphöhe. Aus der Höhenzeitkurve errechnen sich Aufwindgeschwindigkeiten der Luft von etwa 1,4 m/s zwischen 2400 und 2500 m Höhe und von etwa 0,5 m/s in Gipfelhöhe. Diese Ergebnisse ermutigen zweifellos zu weiteren Versuchen in dieser Richtung. Da die Hochthermik unabhängig von der Sonneneinstrahlung ist, eröffnen sich auch Möglichkeiten für Segelflüge während der Nacht und im Winter. Notwendig hierfür ist außer den notwendigen atmosphärischen Voraus-

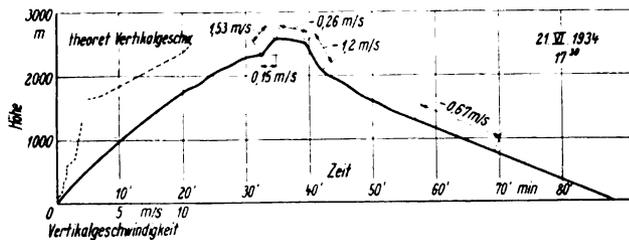


Abb. 4. Höhenzeitkurve des Segelflugzeuges „Präsident“ vom 21. 6. 1934, 17³⁰ h.

setzungen das Hochschleppen des Segelflugzeuges auf 2500 bis 3000 m. Gekennzeichnet sind die Wetterlagen für Hochsegelflug durch das Auftreten von Alto-Cumuluswolken.

8. Zusammenfassung.

Übersieht man die behandelten thermischen Segelflugmöglichkeiten, so kommt man zu der Erkenntnis, daß bisher nur die einfachste Art thermischer Aufwinde, und zwar die

Sonnen- oder Einstrahlungsthermik segelfliegerisch in weitem Ausmaß erschlossen ist. Die Windthermik läßt noch mit zunehmender Erfahrung des Segelfluges in der Ausnutzung ihrer besonderen Eigenart und der Steigerung der Geschwindigkeit der Segelflugzeuge weitere Fortschritte im Segelflug erwarten. Abend-, Ozean- und Hochthermik stehen durchaus noch im Forschungsstadium und lassen sich in ihrer fliegerischen Auswirkung noch nicht übersehen.

Einfluß der aerodynamischen Gestaltung auf die Leistung von Segelflugzeugen.

Von A. Lippisch.

Die technische Entwicklung des Segelflugzeuges ist durch eine Reihe von Typen gekennzeichnet, bei denen in erster Linie zwei charakteristische Bauarten in Erscheinung treten. Während einerseits das Streben des Konstrukteurs dahin geht, das Rüstgewicht weitgehendst zu vermindern, legt die zweite Richtung im wesentlichen Wert auf die aerodynamische Gestaltung des Segelflugzeuges, ohne besondere Berücksichtigung des Baugewichtes. Nachdem heute die physikalischen Grundlagen des Segelfluges weitgehendst erforscht sind, erscheint es notwendig, das Verwendungsgebiet der verschiedenen Bauweisen zu kennzeichnen, um festzustellen, welche dieser Konstruktionsrichtungen den modernen Erfordernissen des Segelfluges am besten entspricht.

Gliederung.

1. Bezeichnungen.
2. Die Bedeutung der Geschwindigkeitspolaren.
3. Die günstigste Bauweise der Leistungsegelflugzeuge.
4. Die Baumuster Fafnir I, Obs und Fafnir II des DFS.
5. Zusammenfassung.

1. Bezeichnungen.

G	= Fluggewicht	kg
F	= Flügelfläche	m ²
b	= Spannweite	m
Λ	= b^2/F = Flügelstreckung	
ρ	= Luftdichte	kg m ⁻¹ s ²
v	= Bahngeschwindigkeit	m/s
v_x	= Horizontalgeschwindigkeit	m/s
v_z	= Sinkgeschwindigkeit	m/s
v_m	= mittlere Fluggeschwindigkeit	m/s
Δv	= Geschwindigkeitsbereich	

c_a }
 c_w } = Luftkraftbeiwerte
 c_r }

$c_{w_i} = \frac{\kappa}{\pi \cdot \Lambda} \cdot c_a^2$ = Beiwert des induzierten Widerstandes

c_{w_p} = Profilwiderstandsbeiwert

c_{w_s} = Beiwert des schädlichen Widerstandes

κ = Verhältnis des induzierten Widerstandes eines gegebenen Flügels zu dem eines elliptischen Flügels.

2. Die Bedeutung der Geschwindigkeitspolaren.

Entscheidend für die Leistung eines Segelflugzeuges ist der Zusammenhang zwischen der Horizontalgeschwindigkeit v_x und der Sinkgeschwindigkeit v_z . Es ist bekannt, daß man aus dem Polardiagramm des Flugzeuges diese Geschwindigkeitskomponenten wie folgt bestimmen kann:

$$v_x = \frac{c_n}{c_r^{1,5}} \sqrt{\frac{G}{F \cdot \rho/2}},$$

$$v_z = \frac{c_w}{c_r^{1,5}} \sqrt{\frac{G}{F \cdot \rho/2}}.$$

Diese Beziehungen sind aus der Bedingung des stationären Gleitfluges abgeleitet.

In dem normalen Flugbereich mit kleinen Gleitzahlen unterscheidet sich die Resultierende nur sehr wenig vom Auftrieb, so daß als Vereinfachung $c_r \cong c_a$ gesetzt werden kann. Dadurch vereinfachen sich die obigen Beziehungen zu

$$v_x = \frac{1}{c_a^{0,5}} \sqrt{\frac{G}{F \cdot \rho/2}} \quad \text{und}$$

$$v_z = \frac{c_w}{c_a^{1,5}} \sqrt{\frac{G}{F \cdot \rho/2}}.$$

An Hand dieser Ausdrücke kann man nunmehr das Geschwindigkeitsdiagramm für ein gegebenes Segelflugzeugmuster berechnen, indem man die Sinkgeschwindigkeit als

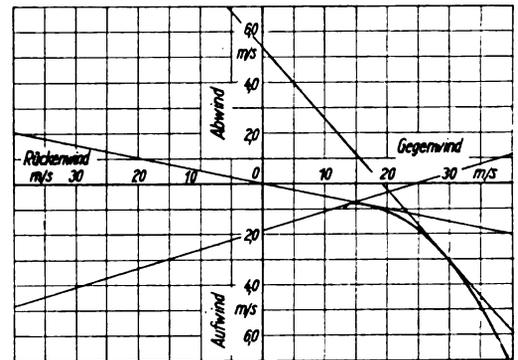


Abb. 1. Geschwindigkeitspolare.

Funktion der Horizontalgeschwindigkeit aufrägt. Man kann diese Darstellung auch als Geschwindigkeitspolare bezeichnen. Abb. 1 veranschaulicht die Gestalt eines solchen Geschwindigkeitsdiagrammes. Der Berechnung wurde ein Segelflugzeug, wie es den zur Zeit gebräuchlichen Typen entspricht, zugrundegelegt. Man erkennt einmal den Punkt geringster Horizontalgeschwindigkeit, weiterhin die Stelle der kleinsten Sinkgeschwindigkeit. Der Flugzustand mit bestem Gleitwinkel ist durch die Tangente an die Geschwindigkeitspolare gekennzeichnet. An Hand dieses Diagramms kann man den besten Gleitwinkel relativ zur Erde auch bei Gegenwind oder Rückenwind, Auf- oder Abwind, bestimmen, wenn man den Nullpunkt an die Stelle der herrschenden Windgeschwindigkeiten verschiebt. Man erkennt, daß man beispielsweise ohne Aufwind bei Rückenwind ziehen muß, um so weit wie möglich zu kommen, bei Gegenwind jedoch mit größeren Fluggeschwindigkeiten als der des besten Gleitwinkels fliegen muß. Diese Deutungen lassen sich auf alle Kombinationen ausdehnen. Sie geben dem Streckenflieger wertvolle Hinweise, noch dazu, wenn das spezielle Geschwindigkeitsdiagramm der zur Verwendung kommenden Maschine zugrundeliegt. Die folgenden Untersuchungen über die Eigenschaften verschiedener Segelflugzeugbauarten werden daher auf Grund von Geschwindigkeitspolaren erläutert.

Es ist bekannt, daß heute der Weitflug im Vordergrund des Interesses steht, und zwar der Weitflug in begrenzter Zeit, da ja die thermischen Aufwinde, die diesen Weitflug möglich machen, an die Tageszeit gebunden sind. Ein ideales Fernsegelflugzeug wäre also dadurch charakterisiert, daß die Sinkgeschwindigkeit auch bei größeren Fluggeschwindigkeiten noch kleiner bleibt als die normalen Aufwinde, d. h. der Verlauf der Geschwindigkeitspolare soll ein flaches Sinkgeschwindigkeitsminimum und einen langsamen Sinkgeschwindigkeitsanstieg nach größeren Geschwindigkeiten hin aufweisen. Es ist einleuchtend, daß diese Forderung sich in erster Linie mit der Züchtung günstigster Gleitzahlen deckt. Dies wird besonders deutlich, wenn man ein Flugzeug geringer Flächenbelastung und kleiner Flügelstreckung mit einem Flugzeug großer Flächenbelastung und großer Flügelstreckung in Vergleich setzt (Abb. 2). Die Rechnung wurde so durchgeführt, daß beide Flugzeuge gleiche Sinkgeschwindigkeitsminima besitzen. Obwohl die Geschwindigkeitspolare des Flugzeuges mit kleiner Flächenbelastung mit extrem günstigen Werten gerechnet wurde, fällt der Vergleich zu ungunsten dieser Bauart aus, da die Sinkgeschwindigkeit wesentlich schneller zunimmt als bei dem Vergleichsflugzeug mit großer Flächenbelastung und Flügelstreckung. Eine solche Entwicklungsrichtung ist also für die modernen Ziele des Segelfluges unbrauchbar.

Betrachten wir nun zunächst als zweiten Vergleich die Geschwindigkeitspolaren ein und desselben Flugzeuges, mit verschiedenen Flächenbelastungen (Abb. 3). Da die aero-

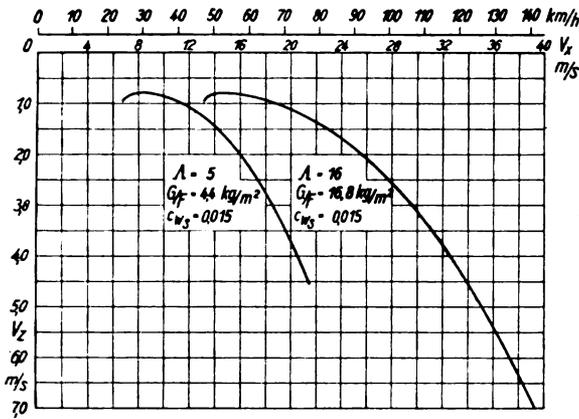


Abb. 2. Verschiedene Flügelstreckung mit gleichem Sinkgeschwindigkeitsminimum.

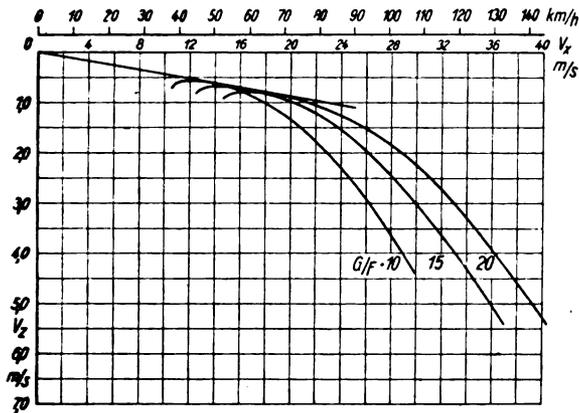


Abb. 3. Einfluß der Flächenbelastung.

dynamischen Beiwerte in diesem Falle die gleichen sind, unterscheiden sich die Geschwindigkeitspolaren nur durch einen anderen Maßstab, d. h. sie sind untereinander affin, denn die Punkte gleicher Auftriebsbeiwerte liegen auf Strahlen durch den Ursprung. Betrachtet man die Sinkgeschwindigkeiten bei höheren Fluggeschwindigkeiten, so muß man feststellen, daß sie mit wachsender Flächenbelastung kleiner werden, da der günstige Bereich der Geschwindigkeitspolaren in diesem Falle zur Geltung kommt. Um also für eine bestimmte Geschwindigkeit günstigste Sinkgeschwindigkeit zu erreichen, muß man das Flugzeug so belasten, daß die Maschine dann mit bestem Gleitwinkel fliegt. Dies ist aus der Abbildung leicht verständlich, denn die Tangente an die Geschwindigkeitspolaren kennzeichnet die Sinkgeschwindigkeitsgrenze.

Betrachten wir nun als dritten Vergleichsmaßstab solche Segelflugzeuge, die bei gleicher Flächenbelastung und Flügelstreckung verschiedene schädliche Widerstände aufweisen

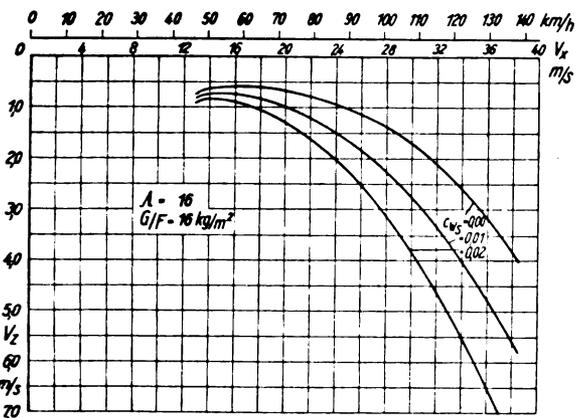


Abb. 4. Einfluß des schädlichen Widerstandes.

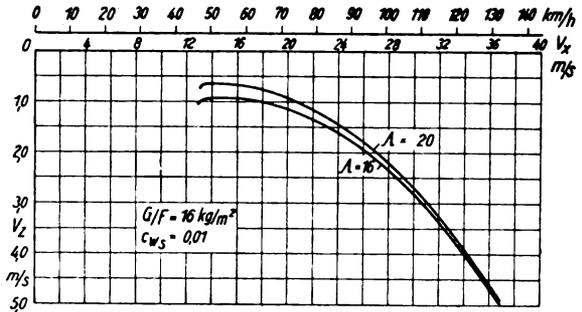


Abb. 5. Einfluß der Flügelstreckung.

(Abb. 4). Neben der Verbesserung des Sinkgeschwindigkeitsminimums ist insbesondere bemerkenswert, daß durch Abfall des Stirnwiderstandes ein wesentlich flacherer Verlauf der Geschwindigkeitspolaren eintritt. Da wir eingangs diese Gestaltung des Geschwindigkeitsdiagramms als erstrebenswert erkannt haben, können wir nunmehr feststellen, daß Verminderung der schädlichen Widerstände und Erhöhung der Flächenbelastung die Weitflugleistungen der Segelflugzeuge verbessern.

Da die Verminderung des induzierten Widerstandes schließlich auch allgemein als Verkleinerung des Widerstandes zu werten wäre, so könnte man annehmen, daß auch auf diesem Wege noch weitere Vorteile erreicht werden könnten. Bedenkt man jedoch, daß die Wirkung des induzierten Widerstandes vom Auftriebsbeiwert abhängig ist, so könnte man eine wesentliche Verbesserung aus der Flügelstreckung nur in dem Bereich hoher Auftriebsbeiwerte erwarten, d. h. aber in dem Bereich geringer Geschwindigkeiten. Abb. 5 zeigt einen solchen Vergleich. Man erkennt daraus, daß die Verbesserung durch Flügelstreckung im wesentlichen das Minimum der Sinkgeschwindigkeit beeinflußt. Um den Unterschied überhaupt sichtbar zu machen, wurde eine große Differenz zwischen den verschiedenen Flügelstreckungen gewählt.

Nachdem wir nunmehr die wesentlichen Einflüsse auf die Gestaltung der Geschwindigkeitspolaren kennengelernt haben, erscheint es notwendig, diese Verhältnisse im einzelnen genauer zu untersuchen. Zu diesem Zweck entwickelt man das Geschwindigkeitsdiagramm in Abhängigkeit von den aerodynamischen Beiwerten, der Flächenbelastung und der Klafferflächenbelastung. Das Polardiagramm des Flugzeuges kann dargestellt werden als

$$c_w = \frac{\alpha \cdot c_a^2}{\pi \cdot \Lambda} + c_{w_p} + c_{w_s}$$

Das erste Glied stellt den Einfluß des induzierten Widerstandes dar, das zweite Glied ist der Profilwiderstand, der ja ebenfalls eine Funktion des Auftriebsbeiwertes ist, während das dritte Glied die Restwiderstände zusammenfaßt, die über den Auftriebsbereich im wesentlichen konstant sind. Setzt man nun weiterhin für Horizontal- und Sinkgeschwindigkeit die anfangs angeführten Beziehungen ein, so erhält man die Gleichung zwischen v_x und v_z als

$$v_z = \frac{\alpha \cdot G}{\pi \cdot F \cdot \rho/2} \cdot \frac{1}{v_x} + (c_{w_p} + c_{w_s}) \cdot \frac{v_x^3}{G \cdot F \cdot \rho/2}$$

Bedenkt man nun, daß

$$\frac{G}{\Lambda \cdot F} = \frac{G}{b^2}$$

so ist

$$v_z = \frac{\alpha}{\pi \cdot \rho/2} \cdot \frac{G}{b^2} \cdot \frac{1}{v_x} + \frac{(c_{w_p} + c_{w_s})}{F \cdot \rho/2} \cdot v_x^3$$

Bei der Betrachtung dieser Funktion muß man bedenken, daß der Profilwiderstandsbeiwert c_{w_p} vom Auftriebsbeiwert und damit auch von der Horizontalgeschwindigkeit v_x abhängig ist. Man kann also die einer bestimmten

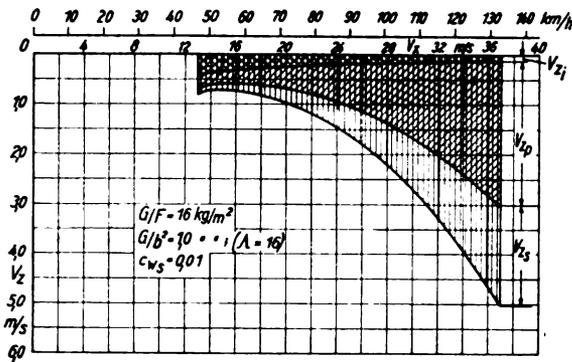


Abb. 6. Zerlegung der Geschwindigkeitspolaren.

Geschwindigkeit zugeordnete Sinkgeschwindigkeit in drei wesentliche Anteile trennen, nämlich den Anteil aus dem induzierten Widerstand, den zweiten Anteil aus dem Profilwiderstand und den dritten Anteil aus dem schädlichen Widerstand. Es ist besonders anschaulich, wenn man sich den Verlauf dieser drei Anteile in einem Geschwindigkeitsdiagramm vor Augen führt (Abb. 6). Wie zu erwarten war, ist der Einfluß des induzierten Widerstandes bei größeren Fluggeschwindigkeiten nur noch geringfügig. Demgegenüber tritt der Profilwiderstand im Bereich größerer Geschwindigkeiten am stärksten hervor. Aber auch der schädliche Widerstand überwiegt in diesem Bereich den induzierten Widerstand um ein Vielfaches. Will man also die Segelflugzeuge auf gute Eignung zum Weitflug entwickeln, so muß man in erster Linie an Profilwiderstand und an schädlichem Widerstand sparen.

3. Die günstigste Bauweise der Leistungssegelflugzeuge.

Die für das Langstreckensegelflugzeug maßgebende Forderung läßt sich nunmehr folgendermaßen formulieren:

«Es ist ein Segelflugzeug so zu entwerfen, daß in einem bestimmten Geschwindigkeitsbereich die mittlere Sinkgeschwindigkeit ein Minimum wird.»

Diese konstruktive Forderung läßt sich aus der Beziehung zwischen v_x und v_z ableiten. Bezeichnet man nämlich die mittlere Fluggeschwindigkeit mit v_m und den Geschwindigkeitsbereich mit Δv , so ist die mittlere Sinkgeschwindigkeit

$$v_{z_m} = \frac{1}{\Delta v} \cdot \int_{v_m - \frac{\Delta v}{2}}^{v_m + \frac{\Delta v}{2}} v_z \cdot dv$$

Nach Ausführung der Integration erhalten wir

$$v_{z_m} = \frac{1}{\Delta v} \cdot \left[\frac{\pi}{\pi \cdot \rho/2} \cdot \frac{G}{b^2} \cdot \ln \left(\frac{2v_m + \Delta v}{2v_m - \Delta v} \right) + \frac{c_{w_p} \cdot \rho/2}{G/F} \cdot \left(v_m^3 \cdot \Delta v + \frac{v_m}{4} \cdot \Delta v^3 \right) + \frac{\rho/2}{G/F} \cdot \int_{v_m - \frac{\Delta v}{2}}^{v_m + \frac{\Delta v}{2}} c_{w_p} \cdot v_x^3 \cdot dv \right]$$

Aus dieser Beziehung kann man nunmehr die günstigsten Werte von G/b^2 und G/F unter Zugrundelegung einer mittleren Geschwindigkeit für einen bestimmten Geschwindigkeitsbereich bestimmen. Für Näherungsrechnungen kann man den Profilwiderstand innerhalb des betreffenden Bereiches als unveränderlich einführen, und dann setzen:

$$c_{w_x} + c_{w_p} = c_{w_m}$$

Man erhält dann für die mittlere Sinkgeschwindigkeit den Ausdruck:

$$v_{z_m} = \frac{1}{\Delta v} \left[A \cdot \ln \left(\frac{2v_m + \Delta v}{2v_m - \Delta v} \right) + B \cdot \left(v_m^3 \cdot \Delta v + \frac{v_m}{4} \cdot \Delta v^3 \right) \right]$$

Hierin ist

$$A = \frac{\pi \cdot G/b^2}{\pi \cdot \rho/2} = \frac{\pi \cdot G/F}{\pi \cdot A \cdot \rho/2} \quad \text{und} \\ B = \frac{c_{w_m} \cdot \rho/2}{G/b^2 \cdot A} = \frac{c_{w_m} \cdot \rho/2}{G/F}$$

Die günstigste Flächenbelastung läßt sich dann auf bekannte Weise bestimmen als

$$(G/F)_{best} = \frac{\rho}{2} \sqrt[3]{\frac{c_{w_m} \cdot \pi \cdot v_m^3 \cdot \Delta v + v_m^4 \cdot \Delta v^3}{\ln \left(\frac{2v_m + \Delta v}{2v_m - \Delta v} \right)}}$$

Nach den Erfahrungen des letzten Jahres dürfte der Geschwindigkeitsbereich zwischen 50 und 70 km/h bei Fernsegelflügen hauptsächlich Verwendung finden. Unter Zugrundelegung dieses Geschwindigkeitsbereiches wurde Abb. 7 berechnet. Man gewinnt hiermit einen Überblick über den Zusammenhang zwischen Flächenbelastung, Flügelstreckung und Widerstandsbeiwert, und man erkennt, daß mit steigender Flügelstreckung sowie mit ansteigendem Widerstandsbeiwert eine Vergrößerung der Flächenbelastung gefordert werden muß. Da die mittleren Widerstandsbeiwerte der Segelflugzeuge etwa in der Größenordnung von

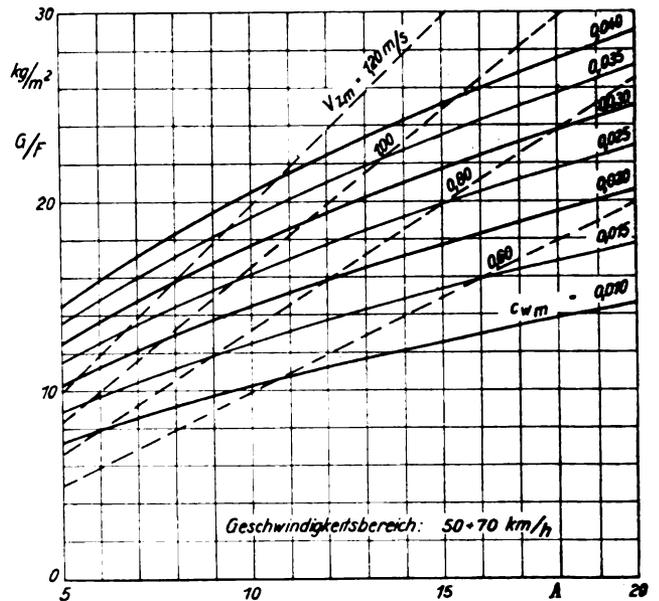


Abb. 7. Bestwerte für das Fernsegelflugzeug.

$$\left[\frac{G}{F} \right]_{best} = \frac{\rho}{2} \sqrt[3]{\frac{c_{w_m} \cdot \pi \cdot A \cdot v_m^3 \cdot \Delta v + \frac{v_m^4}{4} \cdot \Delta v^3}{\ln \left(\frac{2v_m + \Delta v}{2v_m - \Delta v} \right)}} \\ \left[\frac{G}{F} \right]_{best} = v_{z_m} \cdot A \cdot \frac{\rho/2}{\pi \cdot x} \cdot \frac{1}{2 \cdot \ln \left(\frac{2v_m + \Delta v}{2v_m - \Delta v} \right)}$$

0,02 bis 0,03 liegen, ist ohne weiteres zu ersehen, daß wir zur Zeit auf Kosten der Weitflugleistung mit zu geringer Flächenbelastung arbeiten. Aus dem Zusammenhang zwischen Flächenbelastung, Flügelstreckung und Widerstandsbeiwert läßt sich die mittlere Sinkgeschwindigkeit bestimmen, so daß es möglich ist, Linien gleicher mittlerer Sinkgeschwindigkeit in das Diagramm aufzunehmen. Zwischen Flächenbelastung, mittlerer Sinkgeschwindigkeit und Flügelstreckung besteht dann nämlich eine einfache lineare Beziehung, gekennzeichnet durch

$$G/F = v_{z_m} \cdot A \cdot \frac{\rho/2}{\pi \cdot x} \cdot \frac{\Delta v}{2 \cdot \ln \left(\frac{2v_m + \Delta v}{2v_m - \Delta v} \right)}$$

Die Linien gleicher Sinkgeschwindigkeit sind also in diesem Diagramm durch Geraden dargestellt, und nunmehr übersieht man den ganzen Zusammenhang der wesentlichen

Segelflugparameter. Das vorliegende Diagramm wurde, wie gesagt, für den Geschwindigkeitsbereich etwa zwischen 50 und 70 km/h entworfen. Die Änderung dieses Geschwindigkeitsbereiches ändert naturgemäß auch das Diagramm, und zwar steigt die Flächenbelastung bei einer Erhöhung der mittleren Geschwindigkeit. Da diese Entwicklung anzustreben ist, um nämlich die Weitflugeistung zu vergrößern, tritt auch hier die Forderung nach erhöhter Flächenbelastung in den Vordergrund. Eine verfeinerte aerodynamische Durchbildung des Segelflugzeuges bedingt einen gewissen Ausgleich, denn man sieht an dem Diagramm, daß Widerstandsersparnis eine Verminderung der Flächenbelastung erfordert. Für eingehendere Untersuchungen dieser Zusammenhänge muß die Abhängigkeit des Profilwiderstandes vom Auftriebsbeiwert berücksichtigt werden. Man muß also dann das betreffende Integral im einzelnen auswerten. Die Auswertung unter Zugrundelegung eines bestimmten Polardiagramms geht davon aus, daß man die für Horizontal- und Sinkgeschwindigkeit maßgebenden Beiwerte absondert. Man kann auf diese Weise eine absolute Geschwindigkeitspolare aufstellen, wobei

$\frac{c_w}{c_a^{1.5}}$ in Abhängigkeit von $\frac{1}{c_a^{0.5}}$ dargestellt wird. Es ist dann

$$\frac{c_w}{c_a^{1.5}} = \frac{\kappa}{\pi \cdot A} \cdot c_a^{0.5} + \frac{c_{wp}}{c_a^{1.5}} + \frac{c_{wx}}{c_a^{1.5}}$$

Bezeichnet man $\frac{1}{c_a^{0.5}} = x$ und $\frac{c_w}{c_a^{1.5}} = y$, so erhält man eine der Geschwindigkeitspolare analoge Beziehung

$$y = \frac{\kappa}{\pi \cdot A} \cdot \frac{1}{x} + c_{wp} \cdot x^3 + c_{wx} \cdot x^3$$

Der absolute Geschwindigkeitsbereich ist durch die Grenze

$$x_1 = \frac{1}{c_{a1}^{0.5}}$$

und

$$x_2 = \frac{1}{c_{a2}^{0.5}}$$

bestimmt.

Die weitere Ausführung der Integration des mittleren Sinkgeschwindigkeitsbeiwertes zeigt dann die gleiche Form wie die Bestimmung der mittleren Sinkgeschwindigkeit.

Das prinzipielle Resultat ist zweifellos bereits aus der Näherungsform abzuleiten und in hohem Maße geeignet, die künftige Entwicklung des Segelflugzeugbaues richtunggebend zu beeinflussen.

4. Die Baumuster Fafnir I, Obs und Fafnir II des DFS.

Nur aus der Erkenntnis dieser Zusammenhänge kann die vom DFS betriebene Entwicklungsarbeit des Leistungssegelflugzeuges verstanden werden, die bereits seit Jahren darauf ausgeht, das Streckensegelflugzeug zu kultivieren. Der erste markante Vertreter in dieser Richtung war das Segelflugzeug »Fafnir I«. Gegenüber den damals üblichen Bauweisen — Hochdecker mit vom Rumpf getrenntem Flügel — wurde die Bauweise des Schulterdeckers zugrundegelegt, wobei im Entwurf ein weicher Übergang zwischen Flügel und Rumpf vorgesehen war. Die besonders charakteristische Flügelform (geknickter Spitzflügel mit starker aerodynamischer Verwindung) ergab sich aus fliegerischen und konstruktiven Gesichtspunkten. Die erstmalig durchgeführte Führersitzverkleidung machte den Übergang zum Schulterdecker überhaupt erst möglich, da der Führersitzausschnitt sonst beträchtliche aerodynamische Nachteile bei dieser Bauweise hervorgerufen hätte; man vertrat damals den Standpunkt, daß die günstigste aerodynamische Bauweise nur durch Trennung des Flügels vom Rumpf zu erreichen wäre. Mir war jedoch durch meine ersten aerodynamischen Untersuchungen zur Schaffung eines guten Segelflugzeuges bekannt, daß der Rumpfwiderstand bei der Schulterdeckerbauweise vermindert werden konnte. Abb. 8 zeigt die Resultate eines von mir im April 1921 entworfenen Segelflugzeuges. Wenn auch die Ausführung durch konstruktive Mängel erfolglos blieb, so war aerodynamisch ein für damalige Zeiten

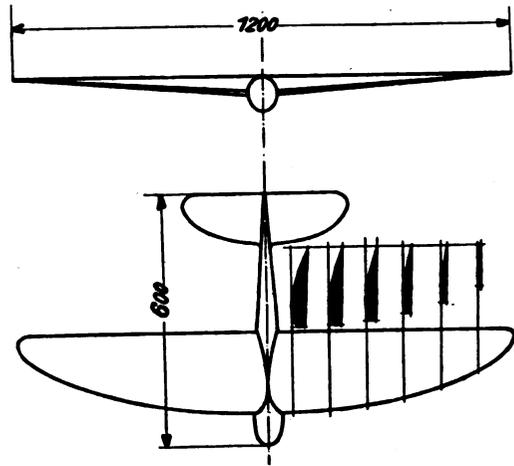


Abb. 8. Modellmessung 1921.

beachtenswertes Resultat erzielt. Die richtige Einfügung des Rumpfes in den Flügel ist durch den geringen zusätzlichen Widerstand des Rumpfes gekennzeichnet. Wie bereits gesagt, gelang beim »Fafnir I« der Übergang in den Rumpf anfangs nicht. Die grundlegenden Untersuchungen von Mutttray-Göttingen haben dieses Problem in eindeutiger Weise geklärt und waren eine Bestätigung dafür, daß die eingeschlagene Entwicklungsrichtung zum Ziele führen mußte. Indem also nunmehr die von Mutttray gewonnenen Erkenntnisse in einen neuen Segelflugzeugentwurf verarbeitet wurden, entstand als logische Folge der neue Typ »Fafnir II«. Der dazwischen liegende Typ »Präsident« lehnt sich im Zusammenbau von Flügel und Rumpf eng an die Untersuchung des Jahres 1921 an. Beim »Fafnir II« wurde der Schulterdecker verlassen, da aus den Mutttrayschen Untersuchungen hervorgeht, daß die Mitteldeckerbauweise zu bevorzugen ist. Für die Gestaltung des Flügels waren noch andere und zwar sehr weitgehende Untersuchungen maßgebend. Sie zielten darauf hinaus, festzustellen, inwieweit eine aerodynamische Verwindung des Flügels zur Erreichung guter Kurvenwendigkeit gefordert werden mußte. Während beim »Fafnir I« die Profilauswahl nach allgemeinen Gesichtspunkten erfolgte, führte die neue aerodynamische Untersuchung auf Grund der Tragflügeltheorie zu sehr bemerkenswerten Ergebnissen und zeigte, daß die kräftige gleichseitige Verwindung des Fafnir-Flügels aus Wendigkeitsgründen notwendig war. Im einzelnen kann an dieser Stelle hierüber nicht berichtet werden, da der Umfang dieser Untersuchungen für sich allein einen Vortrag beanspruchen würde. Alles in allem gelang es auf diese Weise jeden Flügelschnitt theoretisch festzulegen, so daß die gesamte äußere Form des neuen Flugzeuges auf der Grundlage der Tragflügeltheorie und der Birnbaumschen Profilanalyse ausgeführt worden ist. Die vorgesehene aerodynamische Untersuchung des Flugzeugmodells war aus zeitlichen Gründen nicht vor der Fertigstellung des Flugzeuges selbst zur Durchführung zu bringen. Denn die terminmäßige Zeitspanne für die Herstellung des Flugzeuges betrug knapp fünf Monate. Die Abb. 9 bis 15 zeigen das Muster »Fafnir II« in verschiedenen Herstellungsstadien.

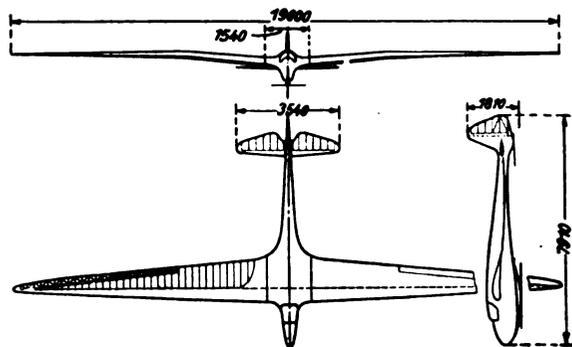


Abb. 9. Übersicht »D-Sao Paulo« (Fafnir II).

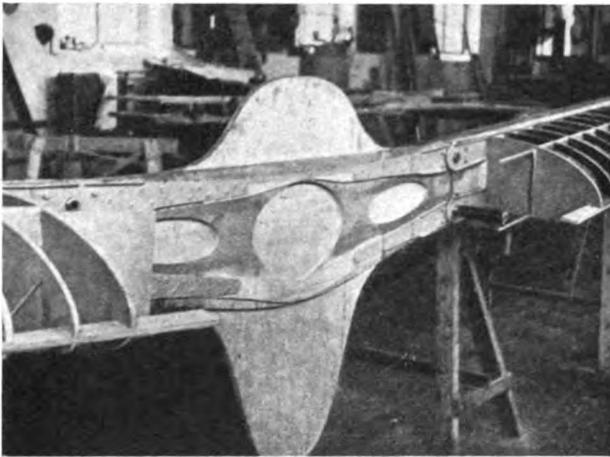


Abb. 10. Hauptspant und Flügelanschlußbeschläge »D-Sao Paulo« Vorderansicht.

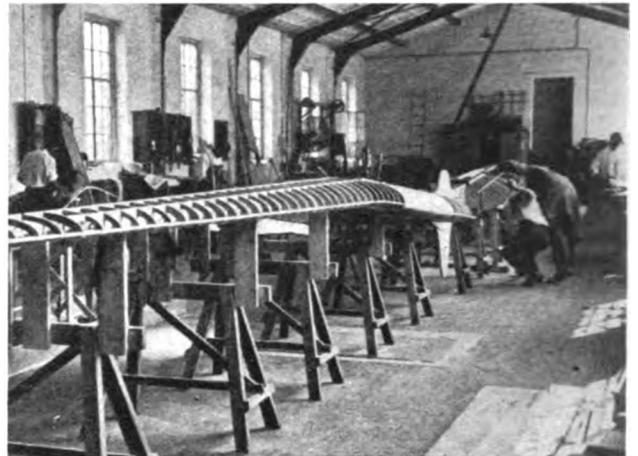


Abb. 11. Flügel auf der Helling.

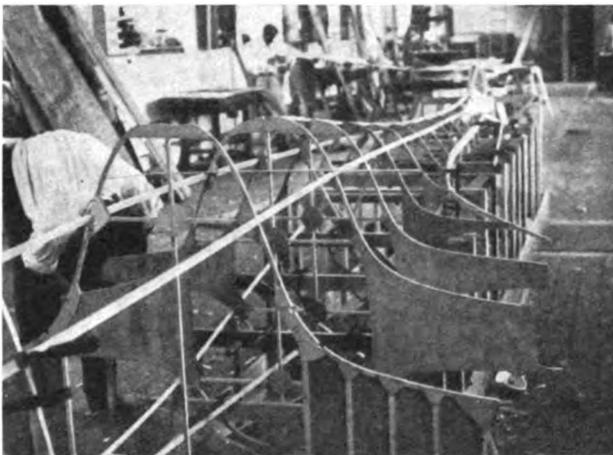


Abb. 12. Rumpf auf der Helling.

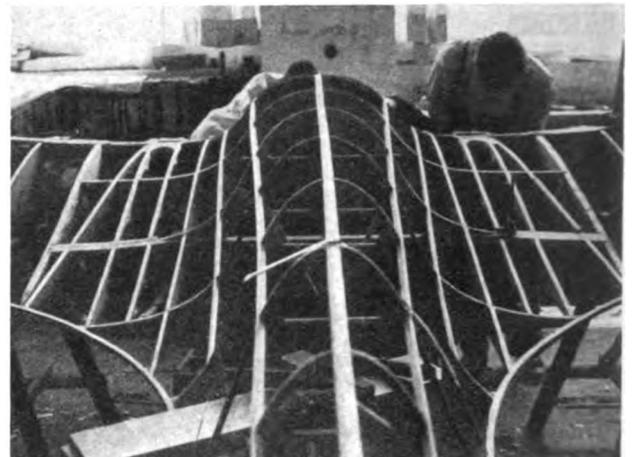


Abb. 13. Rückansicht des Flügel-Rumpfüberganges im Rohbau.

Zur Bestimmung der Flugleistung wurden Meßflüge mit verschiedenen Segelflugzeugmustern durchgeführt. In das Segelflugzeug waren ein Höhenschreiber und ein Staudruckschreiber eingebaut, während das Motorflugzeug, welches zum Hochschleppen verwendet wurde, einen Meteorographen mitführte, der den Zustand der Atmosphäre während des Aufstieges durch Aufzeichnung von Druck, Temperatur und Feuchte bestimmte. Die Flüge wurden im wesentlichen in den frühen Morgenstunden durchgeführt, so daß eine Fälschung der Messung durch Vertikalbewegung der Luft soweit als möglich vermieden wurde. Der Führer des Segelflugzeuges hatte den Auftrag, stufenweise mit verschiedenen

Staudrücken eine gewisse Zeit lang zu fliegen, so daß daraus die Sinkgeschwindigkeit bei verschiedenen Fluggeschwindigkeiten, d. h. also die Geschwindigkeitspolare selbst, bestimmt werden konnte. Aus dem Barogramm wurde die Neigung der Barographenkurve festgestellt, und hieraus mit Hilfe der Kenntnis des tatsächlichen Zustandes der Atmosphäre der Höhenverlust nach der Zeit, also die Sinkgeschwindigkeit, für die in der betreffenden Höhe herrschenden Luftdichte gerechnet. Unter Zugrundelegung einer Normaldichte von $\rho_0 = 0,125$ wurden sodann Staudruck und gemessene Sinkgeschwindigkeit umgerechnet und in das Geschwindigkeitsdiagramm eingetragen. An Hand des Geschwindigkeits-



Abb. 14. Fertigmontage Rückansicht.



Abb. 15. Flügel-Rumpfübergang Vorderansicht.

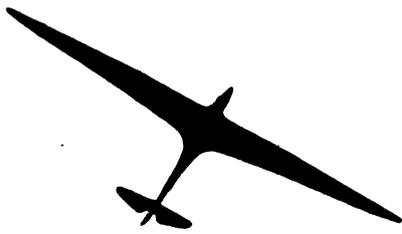


Abb. 16. »D-Sao Paulo« im Fluge.

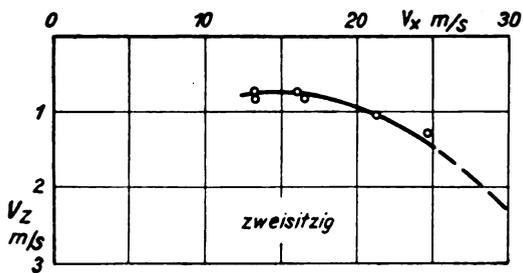
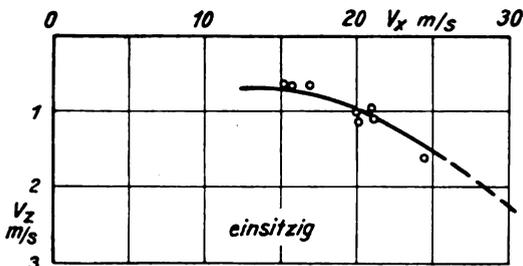


Abb. 18. Flugmessung »D-Obs« Geschwindigkeitspolare.

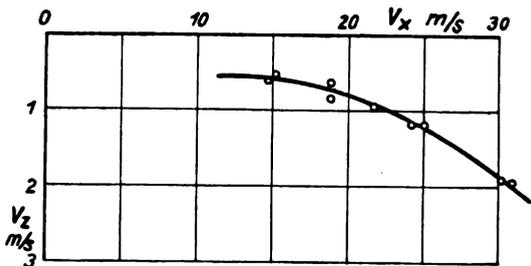


Abb. 20. Flugmessung »D-Sao Paulo« Geschwindigkeitspolare.

diagrammes konnten nunmehr die betreffenden Punkte des Polardiagrammes ermittelt werden. Die Abb. 16 bis 21 zeigen die Ergebnisse der Flugmessungen für das zweisitzige Segelflugzeug »D — Obs« und für das Segelflugzeug »D — Sao Paulo« (»Fafnir II«). Abb. 21 stellt einen Vergleich der Polaren dar; man erkennt, daß die bessere aerodynamische Durchbildung des »Fafnir II« sich insbesondere im oberen Bereich der Polare bemerkbar macht.

Es ist selbstverständlich, daß die hier geschilderte Meßmethode in Zukunft noch wesentlich verbessert werden muß. Insbesondere gilt dies für die zur Zeit verwendeten Instrumente, die für den speziellen Zweck solcher Flugmessungen noch mit zu großen Ungenauigkeiten arbeiten.

Im Prinzip jedoch ist die Meßmethode als solche brauchbar. Es wird auf diesem Wege möglich sein, die aerodynami-

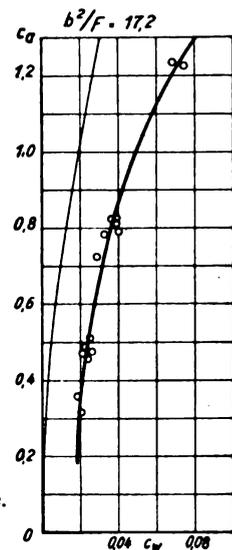


Abb. 17. Flugmessung »D-Obs« Polare.

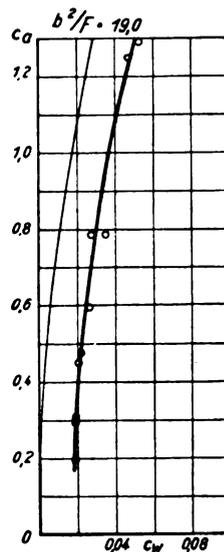


Abb. 19. Flugmessung »D-Sao Paulo« Polare.

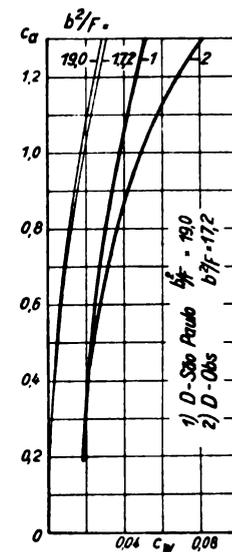


Abb. 21. Vergleich der Polare von »D-Obs« und »D-Sao Paulo«.

schen Beiwerte beliebig gestalteter Segelflugzeuge zu bestimmen, und damit über das begrenzte Gebiet des Segelfluges hinaus wertvolle Grundlagen für die gesamte Luftfahrt zu liefern.

5. Zusammenfassung.

Die Leistung eines Segelflugzeuges wird an Hand der Geschwindigkeitspolare bestimmt, die den Zusammenhang zwischen Horizontal- und Sinkgeschwindigkeit darstellt. Die Beziehung zwischen diesen beiden Geschwindigkeiten wird abgeleitet. Auf Grund der Geschwindigkeitspolare läßt sich die mittlere Sinkgeschwindigkeit in einem gegebenen Geschwindigkeitsbereich bestimmen. Hieraus werden Grundlagen für die günstigste Bauweise eines Leistungssegelflugzeuges im Hinblick auf den Weitflug festgelegt. Aus der Ableitung geht hervor, daß in erster Linie solche Segelflugzeuge zu bevorzugen sind, die bei hoher Flächenbelastung auf günstigsten Gleitwinkel gezüchtet werden.

Die Entwicklungsreihe der Leistungssegelflugzeuge des Deutschen Forschungsinstitutes für Segelflug (DFS) wird besprochen und insbesondere die Gestaltung des Musters »Fafnir II« erläutert. Anschließend werden Flugleistungsmessungen der Segelflugzeuge »Obs« und »Fafnir II« mitgeteilt.

Einfluß von Gewicht und Widerstand auf Sinkgeschwindigkeit und Gleitzahl bei Segelflugzeugen.

Von R. Kosin.

Korreferat zum Vortrag von Lippisch: „Einfluß der aerodynamischen Gestaltung auf die Leistung von Segelflugzeugen.“

Gliederung.

1. Weitere Bezeichnungen.
2. Beurteilung der Leistungsfähigkeit von Segelflugzeugen.
3. Flügel entworfen für geringste Gleitzahl.
4. Flügel entworfen für geringste Sinkgeschwindigkeit.
5. Entwurf eines Flugzeuges bei vorgegebener Reisegeschwindigkeit.

1. Weitere Bezeichnungen.

c_{wR}	= Beiwert des Restwiderstandes
c_f	= Beiwert des Reibungswiderstandes
\bar{t}	= mittlere Flügeltiefe m
F_R	= Restwiderstandsfläche m ²
ϵ	= Gleitzahl
ϵ_{\min}	= kleinste Gleitzahl
v_z	= Sinkgeschwindigkeit m/s
$v_{z\min}$	= kleinste Sinkgeschwindigkeit m/s
$v_{\epsilon\min}$	= Fluggeschwindigkeit, die ϵ zu einem Minimum macht m/s
$\epsilon_{v_z\min}$	= Gleitzahl bei kleinster Sinkgeschwindigkeit
$v_{v_z\min}$	= Fluggeschwindigkeit, die v_z zu einem Minimum macht m/s
$\bar{t}_{\epsilon\min}$	= Flügeltiefe, die ϵ zu einem Minimum macht m
$\bar{t}_{v_z\min}$	= Flügeltiefe, die v_z zu einem Minimum macht m

2. Beurteilung der Leistungsfähigkeit von Segelflugzeugen.

Für die Beurteilung der Leistungsfähigkeit von Segelflugzeugen sind kleinste Sinkgeschwindigkeit, kleinster Gleitwinkel, Reisefluggeschwindigkeit, Reisefluggleitwinkel und kleinstmöglicher Kurvenradius von Bedeutung. Die beiden wichtigsten von diesen Größen sind kleinste Sinkgeschwindigkeit und kleinster Gleitwinkel. Will man hierfür Optimalwerte züchten, so muß man die zum Fliegen erforderliche Arbeit, die sich aus Auftriebsarbeit und Reibungsarbeit zusammensetzt, möglichst klein machen, d. h. man muß Gewicht und Gesamtwiderstand der Maschine, die beiden Faktoren, die Sinkgeschwindigkeit und Gleitwinkel maßgeblich beeinflussen, auf einen Kleinstwert bringen.

Wie groß der Einfluß einer Verringerung dieser beiden Größen ist, soll im folgenden gezeigt werden.

3. Flügel entworfen für geringste Gleitzahl.

Zunächst werden die Flügel behandelt, die die Gleitzahl ϵ zu einem Minimum machen.

Es ist

$$\epsilon = \frac{c_{wi}}{c_a} + \frac{c_{wR}}{c_a} + \frac{c_{wp}}{c_a}$$

Mit

$$c_{wi} = \frac{\kappa \cdot c_a^2 \cdot \bar{t}}{\pi \cdot b} \quad \text{und} \quad c_{wR} = \frac{F_R}{b \cdot \bar{t}}$$

wird dann

$$\epsilon = \frac{\kappa \cdot c_a \cdot \bar{t}}{\pi \cdot b} + \frac{F_R}{b \cdot \bar{t} \cdot c_a} + \frac{c_{wp}}{c_a}$$

Die ϵ_{\min} entsprechende Flügeltiefe $\bar{t}_{\epsilon\min}$ ergibt sich aus der Differentiation von ϵ nach t und Nullsetzen des Differentialquotienten:

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{\kappa \cdot c_a}{\pi \cdot b} - \frac{F_R}{b \cdot \bar{t}^2 \cdot c_a} = 0;$$

$$\bar{t}_{\epsilon\min} = \frac{\sqrt{\pi \cdot F_R / \kappa}}{c_a}$$

Mit diesem $t_{\epsilon\min}$ ergibt sich die kleinste Gleitzahl zu

$$\epsilon_{\min} = \frac{2}{\sqrt{\pi/\kappa}} \cdot \frac{\sqrt{F_R}}{b} + \frac{c_{wp}}{c_a}$$

und die ϵ_{\min} entsprechende Fluggeschwindigkeit zu

$$v_{\epsilon\min} = \sqrt{\frac{2g}{\gamma}} \cdot \sqrt{\frac{G}{b}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi \cdot F_R / \kappa}}$$

Wie die Gleichung für ϵ_{\min} zeigt, wirkt sich eine Verbesserung von F_R auf ϵ_{\min} nur in der 0,5ten Potenz aus, und zwar nur auf einen Summanden, der bei sehr guten Flugzeugen $\frac{1}{2} \div \frac{3}{5}$ der Gesamtgleitzahl ausmacht. Die Verbesserung macht sich aber nur dann in diesem Maße bemerkbar, wenn $\bar{t}_{\epsilon\min}$ entsprechend der Verringerung von $\sqrt{F_R}$ verkleinert wird. Wird \bar{t} nicht entsprechend verringert, dann ist die Verbesserung von F_R nur auf einen Summanden in der Gleichung

$$\epsilon = \frac{c_{wi}}{c_a} + \frac{c_{wR}}{c_a} + \frac{c_{wp}}{c_a}$$

wirksam.

Eine Verbesserung von $\frac{c_{wp}}{c_a}$ ist in beiden Fällen gleich wirksam.

Die Sinkgeschwindigkeit v_z bei ϵ_{\min} ergibt sich zu

$$v_{z\epsilon\min} = \epsilon_{\min} \cdot v_{\epsilon\min}$$

ϵ_{\min} ist von $\sqrt{F_R}$ und $\frac{c_{wp}}{c_a}$ abhängig, während $v_{\epsilon\min}$ von \sqrt{G} und $\frac{1}{\sqrt{F_R}}$ abhängig ist, d. h. die Sinkgeschwindigkeit einer

nach ϵ_{\min} dimensionierten Maschine wird von \sqrt{G} und $\sqrt{F_R}$ beeinflusst. Man sieht also den überragenden Einfluß des Gewichtes gegenüber dem Restwiderstand auf die Sinkgeschwindigkeit bei Dimensionierung nach ϵ_{\min} .

4. Flügel entworfen für geringste Sinkgeschwindigkeit.

Für den Flügel geringster Sinkgeschwindigkeit wird die günstigste Flügeltiefe

$$\bar{t}_{v_z\min} = \frac{F_R}{c_a \cdot b \left[\sqrt{\left(\frac{c_{wp}}{6c_a}\right)^2 + \frac{F_R}{3 \cdot \pi \cdot b^2 \cdot \kappa}} - \frac{c_{wp}}{6c_a} \right]} = \frac{F_R}{c_a b [X]}$$

Mit diesem Wert ergibt sich die Gleitzahl zu

$$\epsilon_{v_z\min} = \frac{F_R}{3 \pi b^2 \kappa [X]} + [X] + \frac{c_{wp}}{c_a}$$

Da dieser Ausdruck infolge seiner Kompliziertheit schlecht diskutierbar ist, wurden in Abbildung 1 die Werte für c_{wp} , c_{wi} und c_{wR} für eine Reihe sehr guter nach $v_{z\min}$ dimensionierter Maschinen zusammengestellt. An dieser Darstellung sieht man, einen wie kleinen Anteil der Restwiderstand am Gesamtwiderstand hat. Ändert man, ohne die Flügeltiefe entsprechend kleiner zu machen, den Restwiderstand, dann ändert sich der Gesamtwiderstand nur sehr wenig; wegen des Zusammenhanges von v_z mit ϵ ändert sich auch die Sinkgeschwindigkeit nur sehr wenig. Der Einfluß des Gewichtes ist \sqrt{G} .

Um diese Verhältnisse der Größe nach übersehen zu können, wurde für eine Flugzeugreihe, deren Spannweite von 12 auf 24 m wächst, Flügelstreckung, Fluggeschwindigkeit, Gleitzahl, Sinkgeschwindigkeit und c_w bei Dimensionierung nach ϵ_{\min} und $v_{z\min}$ berechnet und in einem Schaubild dargestellt (Abb. 1).

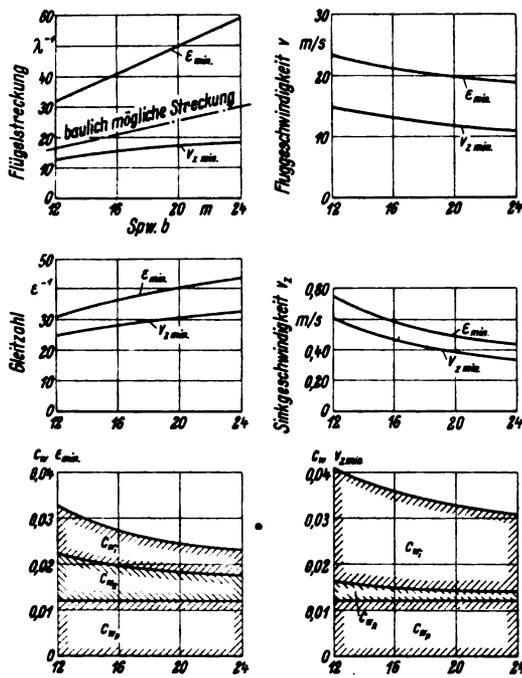


Abb. 1. Flugzeugreihe: $b = 12 \div 24$ m; $G = 120 + 35 \cdot \left(\frac{b}{12}\right)^{1.5}$ kg;
 $c_{wR_x} = 0,03 + 0,016 \cdot \frac{G_x}{G_{12}}$; $\frac{c_{wP}}{c_a} = 0,012$.

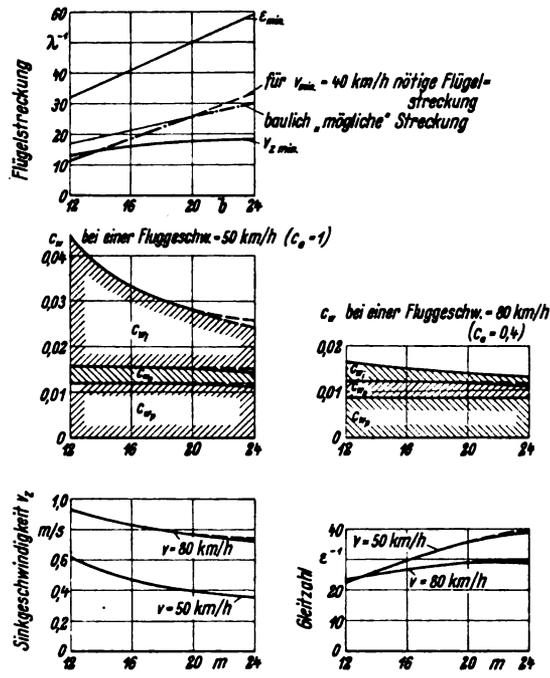


Abb. 2. Flugzeugreihe: $b = 12 \div 24$ m; $G = 120 + 35 \cdot \left(\frac{b}{12}\right)^{1.5}$ kg;
 $V_{min. c_a} = 1,6 = 40$ km/h.

ϵ_{min} in der Abbildung bezieht sich jeweils auf die Flugzeuge mit nach ϵ_{min} dimensionierter Flügelgröße, v_{zmin} auf die Flugzeuge mit nach v_{zmin} dimensionierter Flügelgröße.

Zugrunde gelegt wurden Werte einer 12-m-Maschine, für die genaueste Unterlagen vorhanden sind. Es wurde angenommen, daß das Gewicht von Rumpf + Ausrüstung + Zuladung \sim konst. bleibt, während das Tragwerksgewicht mit der 1,5ten Potenz der Spannweite wächst. Das ist etwas ungünstig, jedoch muß man bedenken, daß das Seitenverhältnis stark wächst, die relative Bauhöhe also geringer wird. Die Restwiderstandsfläche setzt sich zusammen aus Rumpf- und Leitwerkswiderstand. Der Rumpf wurde mit einer Oberfläche von $6,5 \text{ m}^2$ angenommen; seine Widerstandsfläche ist dann Oberfläche $\cdot c_{wP}$.

Bei den auftretenden Kennwerten ergibt sich nach Wieselsbergerschen Messungen der Reibungsbeiwert $c_{wP} \sim 0,004$.

Der Leitwerkswiderstand wächst proportional der Leitwerksgröße. Zur Berechnung der Flugzeugreihe wurde die Annahme gemacht, daß die Leitwerksgröße bei zunehmender Spannweite proportional dem Gewicht wächst. Dies ist gleichbedeutend mit einer Vergrößerung der Spannweite bei gleichbleibender Flächenbelastung.

$$F_{r\Omega} = 0,009 \cdot F_{\Omega}, \quad F_{\Omega} = 2 \text{ m}^2 \text{ bei } b = 12$$

Tafel 1.

Spannweite		12	14	16	18	20	22	24
Gewicht Rumpf + Zuladung + Leitwerk	kg	120	120	120	120	120	120	120
Gewicht Tragwerk	kg	35	44	54	64	75	87	99
Restwiderstandsfl. Rumpf	m ²	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03
Restwiderstandsfl. Leitwerk	m ²	0,016	0,017	0,018	0,019	0,021	0,022	0,023
Gesamt-Restwiderstandsfl.	m ²	0,046	0,047	0,048	0,049	0,051	0,052	0,053

Die in Tafel 1 angegebenen Werte dürften in bezug auf das Gewicht von den Maschinen, die nach ϵ_{min} konstruiert sind, in bezug auf den Restwiderstand von Maschinen für v_{zmin} überschritten werden.

Man wird nun aber kaum einen durch eine dieser Minimalrechnungen bestimmten Flügel bauen, sondern wird mit der Tiefe stets zwischen den beiden Grenzwerten bleiben, und zwar aus mehreren Gründen. Baut man nämlich den »Optimal«-Flügel, dann bedeutet ein Verschätzen in bezug auf irgendeine Größe, daß beide Werte: v_z und ϵ schlechter werden können, während bei einem Flügel, dessen Tiefe zwischen diesen beiden Werten liegt, ein Verschätzen weiter nichts bedeutet, als daß man Sinkgeschwindigkeit auf Kosten des Gleitwinkels oder umgekehrt verdient. Auf Abb. 1 sind nun die Ergebnisse der Optimalrechnung angegeben. 1. Seitenverhältnisse, 2. die dazugehörigen Optimalgeschwindigkeiten, 3. Gleitwinkel und Sinkgeschwindigkeit. Wie man sieht, überschreiten die Flügel für ϵ_{min} bei weitem die ausführbaren Flügelstreckungen, vor allem wenn man bedenkt, daß aus Gründen der Flugeigenschaften die Zuspitzung ein bestimmtes Maß nicht überschreiten soll.

Entwickelt man mit den angenommenen Gewichten und der Forderung: $v_{min} = 40$ km/h bei $c_a = 1,6$ eine Maschinenreihe, dann ergeben sich die auf Abb. 2 angegebenen Werte.

5. Entwurf eines Flugzeuges bei vorgegebener Reisegeschwindigkeit.

Verlangt man für den Reiseflug eine bestimmte Fluggeschwindigkeit, dann stellt sich die Frage:

Wie muß die Maschine dimensioniert sein, damit die Leistungen bei dieser Geschwindigkeit möglichst gut werden? D. h. mit anderen Worten: Wie macht man ϵ bei einer bestimmten Geschwindigkeit am günstigsten?

Bis in die Nähe von \bar{t}_{zmin} sollte man die Flügeltiefe verringern; denn eine Verringerung der Flügeltiefe ergibt neben einer Vergrößerung der Geschwindigkeit eine Verbesserung des Gleitwinkels, während eine Vergrößerung von G nur eine Erhöhung der Geschwindigkeit gibt. Ist \bar{t}_{zmin} erreicht, dann erst müßte man zur Geschwindigkeitserhöhung G vergrößern, da eine weitere Verkleinerung von \bar{t} den Gleitwinkel wieder verschlechtert.

Nun ist \bar{t}_{zmin} bei der hohen aerodynamischen Güte der heutigen Flugzeuge baulich in Holz nicht ausführbar, ja unsere heute konstruktiv erreichbaren Flügeltiefen liegen sehr dicht bei \bar{t}_{vzmin} . Hat man daher einen Flügel bestimmter Tiefe, dann kann man eine bestimmte Fluggeschwindigkeit nur durch Vergrößern von G erreichen oder durch Fliegen

bei kleinem c_a . Bis zu einem bestimmten Staudruck q (und damit c_a) wird Fliegen bei kleinem c_a den Gleitwinkel verbessern.

$$\varepsilon = \frac{\kappa \cdot c_a \cdot \bar{t}}{\pi \cdot b} + \frac{c_{wR}}{c_a} + \frac{c_{wD}}{c_a};$$

$$\frac{d\varepsilon}{dc_a} = \frac{\kappa \cdot \bar{t}}{\pi \cdot b} - \frac{c_{wR}}{c_a^2} + \frac{c_a \cdot \frac{dc_{wD}}{dc_a} - c_{wD}}{c_a^2} = 0$$

ergibt das c_a der besten Gleitzahl.

Will man die Fluggeschwindigkeit über die Geschwindigkeit der besten Gleitzahl hinaus steigern, ohne den Gleitwinkel zu verschlechtern, dann muß G erhöht werden. Jedoch vergrößert man dadurch die Minimalsinkgeschwindigkeit, und es wäre eine Frage der Erfahrung des praktischen Flugbetriebes, ob nicht eine geringe Verschlechterung des Gleitwinkels beim Reiseflug zugunsten einer wesentlichen Verbesserung der Minimalsinkgeschwindigkeit vorzuziehen ist. Wie weit man die Geschwindigkeit ohne Verschlechterung des Gleitwinkels heraufsetzen kann, hängt ganz von dem verwendeten Profil ab. Die Auswahl des Profils hätte dann unter dem Gesichtspunkt: gute Gleitzahl bei kleinem c_a also evtl. $\frac{c_{wD}}{c_{aReise}}$ zu erfolgen.

Auf Abbildung 3 sind die Geschwindigkeitspolaren für zwei Flugzeuge von 20 m Spannweite angegeben, und zwar je für das Fluggewicht 200 kg und 280 kg. Die Flugzeuge unterscheiden sich voneinander nur durch den Flügelinhalt (Seitenverhältnis $\lambda = 1:20$ und $1:30$). Man sieht daraus eindeutig, wie die »Flugleistungen« durch Verkleinern der Flügeltiefe besonders bei gleichzeitig angewandtem Leichtbau gesteigert werden können. Die Erhöhung des

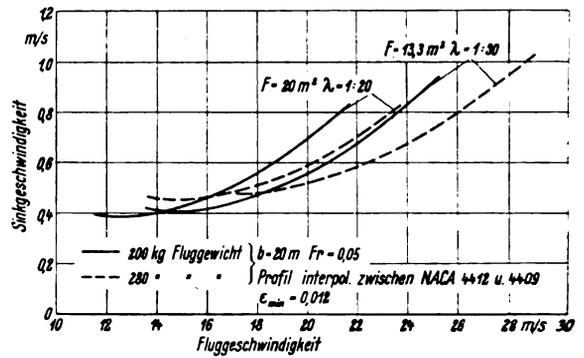


Abb. 3. Einfluß von Gewicht und Flügelstreckung auf die Geschwindigkeitspolare eines Eindeckers von 20 m Spannweite.

Gewichtes allein ergibt aber nur eine geringere Verbesserung des Gleitwinkels (und damit der Sinkgeschwindigkeit) bei höheren Geschwindigkeiten, jedoch wird dadurch wie bereits gesagt, die Minimalsinkgeschwindigkeit wesentlich verschlechtert, was an Stellen geringen Aufwindes (während eines Streckenfluges) zur Beendigung des Fluges zwingen kann.

In den gegebenen Beispielen drückt sich dies zahlenmäßig wie folgt aus:

Bei $\lambda = 1:20$ und $G = 200$ kg bedeutet eine Zunahme des Fluggewichtes um 40% eine Verschlechterung der Minimalsinkgeschwindigkeit um 18%, während sich der Gleitwinkel erst von ~ 60 km/h ab bessert.

Bei $\lambda = 1:30$ und $G = 200$ kg bedeutet eine Zunahme des Fluggewichtes um 40% eine Verschlechterung der Minimalsinkgeschwindigkeit um 20%, während sich der Gleitwinkel erst von ~ 66 km/h ab bessert.

Die aerodynamische Zusammenfügung von Tragflügel und Rumpf.

Von H. Muttray, Göttingen.

Die Hochdeckeranordnung gilt allgemein als die aerodynamisch hochwertigste Zusammenfügung von Tragflügel und Rumpf. Im folgenden wird untersucht, ob durch profilartige Ausbildung des Rumpfes zusammen mit allmählichem Übergange von der Rumpfhöhe auf die Flügelstärke die aerodynamische Güte der Hochdeckeranordnung auch für den Mittel- und Tiefdecker erreicht oder gar übertroffen werden kann.

Gliederung.

1. Einleitung.
2. Ältere Arbeiten.
 - a) Strömung an der Flügelwurzel von Tiefdeckern und ihre Beeinflussung durch Ausrundungen.
 - b) Flügel mit Ausschnitten.
3. Anwendung der Ergebnisse der älteren Arbeiten auf die Ausbildung des Rumpfes und der Flügelwurzeln.
4. Beschreibung der gemäß Abschnitt 3 entworfenen Modelle.
5. Beschreibung der Vergleichsmodelle üblicher Ausführung.
6. Windkanal-Versuchsergebnisse der in Abschnitt 4 und 5 beschriebenen Modelle.
7. Anpassung des Rumpfes an die Flügelumströmung.
8. Vergleich zwischen Hoch-, Mittel- und Tiefdecker mit nach Abschnitt 3 und 7 ausgebildetem Rumpfe.
9. Einfluß einer Windschutzscheibe beim Hoch-, Mittel- und Tiefdecker.
10. Einfluß einer Stufe auf der Rumpfoberseite beim Mitteldecker.
11. Entwurf eines Segelflugzeuges mit aerodynamisch und statisch günstiger Zusammenfügung von Rumpf und Flügel.
12. Zusammenfassung.

1. Einleitung.

In dem Bestreben, die Flugleistungen der Segelflugzeuge zu erhöhen, war in den vergangenen Jahren bekanntlich der Weg beschritten worden, die Spannweiten der Flugzeuge stetig zu vergrößern. Erst in letzter Zeit ging man von diesem Wege wieder ab, nachdem sich gezeigt hatte, daß die Flugzeuge großer Spannweiten bestimmte Nachteile haben, die ihre Züchtung nicht als unbedingt ratsam erscheinen lassen. Um so mehr ist die Aufmerksamkeit der Konstrukteure darauf gerichtet, andere Wege zur Verbesserung der Flugleistungen zu finden.

Solche Wege bestehen z. B. in einer aerodynamisch günstigen Zusammenfügung von Tragflügel und Rumpf und in kabinenartiger Einkapselung des Flugzeugführers. Diese beiden Wege hängen insofern eng miteinander zusammen, als die vollständige Einkapselung des Flugzeugführers erst die aerodynamisch zweckmäßige Zusammenfügung von Flügel und Rumpf ermöglicht. Die erst in den letzten Jahren zur Anwendung gelangte vollkommene Einkapselung des Führers ist der eigentliche Anlaß zur erneuten Behandlung der aerodynamisch zweckmäßigsten Zusammenfügung von Rumpf und Flügel gewesen.

Im folgenden werden nun die Ergebnisse einer im wesentlichen experimentellen Forschungsarbeit, die sich mit dieser Frage befaßt, mitgeteilt und einige Betrachtungen daran angeschlossen.

Die Forschungsarbeit selbst ist nicht allein im Hinblick auf das Segelflugzeug durchgeführt worden. Das Segelflugzeug stellt aber die Flugzeuggattung dar, auf die die Ergebnisse und die damit zusammenhängenden Betrachtungen am besten Anwendung finden können, da der Rumpf eines Segelflugzeuges wegen des Fehlens von hervorstehenden Teilen am ehesten eine glatte Einfügung in den Flügel gestattet.

2. Ältere Arbeiten.

Wie bereits angedeutet, baut sich diese Forschungsarbeit auf anderen weiter zurückliegenden Arbeiten des Verfassers auf.

Die erste stammt aus dem Jahre 1928 und ist in der „Luftfahrtforschung“ veröffentlicht¹⁾. Sie befaßt sich mit Untersuchungen über die Beeinflussung des Tragflügels eines Tiefdeckers durch den Rumpf.

¹⁾ H. Muttray, Untersuchungen über die Beeinflussung des Tragflügels eines Tiefdeckers durch den Rumpf. Luftforsch. Bd. 2, Nr. 2, S. 33.

a) Strömung an der Flügelwurzel von Tiefdeckern und ihre Beeinflussung durch Ausrundungen.

Es ist bekannt, daß an der Flügelwurzel eines Tiefdeckers infolge der »Sekundärströmung«, die in den Winkeln zwischen den Seitenwänden des Rumpfes und der Tragflügeloberseite auftritt, bei größeren c_a -Werten, also bei hohen Druckanstiegen, leicht ein Abreißen der Strömung über den Flügelwurzeln einsetzt, ferner, daß die Polare eines Tiefdeckers einen höheren zusätzlichen Rumpfwiderstand hat als z. B. ein Hochdecker. Die unangenehme Erscheinung ist das Abreißen der Strömung, und zwar deswegen, weil die an den Flügelenden sich ablösenden Wirbel leicht Leitwerksschütteln hervorrufen können. Das Abreißen der Strömung und die Vergrößerung des zusätzlichen Rumpfwiderstandes treten um so stärker auf, je spitzer der Winkel zwischen Tragflügeloberseite und Rumpfsseitenwand ist. Diese unangenehmen Erscheinungen können nun vermieden werden, wenn die Flügelwurzeln in einer ganz bestimmten Form ausgebildet werden. Diese Ausbildung der Flügelwurzeln besteht darin, daß die spitzen Winkel zwischen Tragflügeloberseite und Rumpfseite ausgerundet werden, und zwar so, daß die Ausrundungsradien nach hinten zu größer werden. Durch die Ausrundungen wird ein ausgeglichener bzw. allmählicher Übergang vom Rumpf auf den Tragflügel geschaffen und dadurch die Ursache für die Entstehung der Sekundärströmung beseitigt. In der Abb. 1 ist die geschilderte Form der Flügelwurzel für den Fall eines Winkels von 45° zwischen Tragflügeloberseite und Rumpfseite dargestellt. Die Formen 1, 2 und 3 unterscheiden sich durch jeweils größere Ausrundungsradien. Die Ausbildungsform 4, die als »falsche Ausrundung« bezeichnet worden ist, ergibt nicht die gewünschte Wirkung.

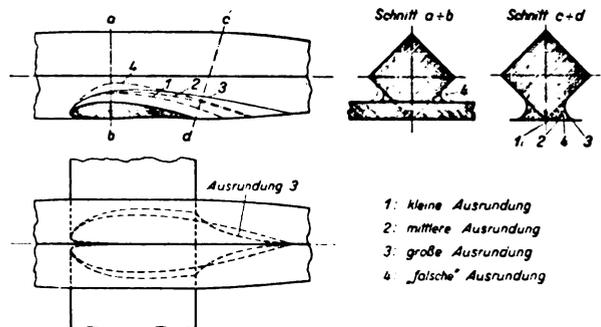


Abb. 1. Flügelwurzelbildung bei spitzem Winkel zwischen Rumpfsseiten und Tragflügelebene.

Das Versagen der sogenannten »falschen Ausrundung« ist ohne Zweifel darauf zurückzuführen, daß sie eine Vergrößerung des Druckanstieges über der Saugseite des Tragflügels im Bereiche der Flügelwurzel hervorruft. Denn der Querschnitt der Flügelwurzel ergibt ein schlechtes Profil mit übermäßig großer Dicke. Es kommt somit nicht nur darauf an, daß die Möglichkeit zur Bildung der Sekundärströmung durch allmählichen Übergang vom Rumpf zum Tragflügel unterdrückt wird, sondern auch darauf, daß gleichzeitig eine gute Profilierung vorgenommen wird. Dies ist bei den Flügelwurzeln mit Ausrundungen, deren Radien nach hinten zu größer werden, ohne weiteres der Fall.

Die Ausrundung der Flügelwurzel hat inzwischen auch im praktischen Flugzeugbau Anwendung gefunden²⁾. Als Beispiel mag das Schnellpostflugzeug »Gamma« der Northrop Company in Abb. 2³⁾ wiedergegeben werden, bei

²⁾ W. Pleines, Die Flugzeugmuster des Deutschlandfluges 1931, Z. Flugtechn. Motorluftsch. 1931, Nr. 24, Abb. 6 und 7. C. Biecheler, Versuche zur Beseitigung von Leitwerksschütteln. 309. DVL-Bericht, Z. Flugtechn. Motorluftsch. 1933, Nr. 1, S. 15.

³⁾ Vgl. Luftfahrt-Rundschau der Z. Flugtechn. Motorluftsch. 1933, II, 8.



Abb. 2. Schnellflugzeug »Northrop-Gamma« mit Flügelwurzel Ausbildung nach Abb. 1.

dem man auf Grund von in Pasadena neuerdings ausgeführten Windkanalmessungen⁴⁾ mit der Größe der Ausrundungsradien noch um einen erheblichen Schritt weitergegangen ist.

b) Flügel mit Ausschnitten.

Die zweite ältere aus dem Jahre 1929 stammende Arbeit⁵⁾, auf die kurz eingegangen werden soll, handelt von Messungen an Flügeln mit Ausschnitten. Diese Arbeit steht in engem Zusammenhange mit dem Problem »Flügel mit Rumpf«. Faßt man nämlich »Flügel mit Rumpf« oder Flügel mit Ausschnitten jeweils als »Flügel mit veränderlicher Tiefe« auf, so steht man offenbar vor dem gleichen Problem. In der Arbeit über Flügel mit Ausschnitten (s. Anm. 5) ist nun seinerzeit gezeigt worden, daß unter Zugrundelegung dieser Auffassung Ausbildungen der Flügelbrücke gefunden werden können, die die sonst eintretende Verschlechterung der Flügelpolare durch die Flügelausschnitte verhindern. Unter der Flügelbrücke ist hierbei der eingeschnürte Flügelteil zu verstehen, der die unveränderten Halbflügel miteinander verbindet.

Es war hierzu also erforderlich, die Querschnitte der »Flügelbrücke« als gute Tragflügelprofile auszubilden und so einzustellen, daß die Auftriebsverteilung des nicht ausgeschnittenen Flügels möglichst beibehalten wurde. Es ist dies bei einem bestimmten c_a -Wert bzw. Flügelanstellwinkel dann der Fall, wenn der Wert $c_a \cdot t$ (t = Flügeltiefe) an einer beliebigen Stelle der Flügelbrücke der gleiche wie der des Ausgangsflügels an derselben Stelle ist. Diese Forderung läßt sich genau nur für einen Anstellwinkel des Tragflügels erreichen. Wird dieser aber genügend hoch gewählt, so wird sich die Gesamtpolare nur ganz unbedeutend ändern. Für Schnellflugzeuge, die bei geringen c_a -Werten fliegen, kann dieser optimale Anstellwinkel entsprechend tiefer gewählt werden.

Die Wahl des Flügelbrückenprofils und die Berechnung des zugehörigen Einstellwinkels für einen bestimmten Anstellwinkel des unveränderten Flügels ist sehr einfach, wenn man von elliptischer Auftriebsverteilung ausgehen kann, da bei elliptischer Auftriebsverteilung der induzierte Anstellwinkel über die Flügelspannweite unveränderlich ist. Der Schränkungswinkel zwischen dem Profil des Ausgangsflügels und einem beliebigen Flügelbrückenprofil an gleicher Stelle ist dann einfach gleich der Differenz der effektiven Anstellwinkel, die den jeweils zu den Profilen gehörigen c_a -Werten zugeordnet sind.

Schwieriger ist es, die Auftriebsverteilungen und die zugehörigen induzierten Widerstände für die übrigen Flügelanstellwinkel, bei denen die Auftriebsverteilung des Ausgangsflügels gestört ist, zu berechnen. Doch sind gerade in letzter Zeit einige sehr wertvolle Arbeiten erschienen, die auf theoretischem Wege die Berechnung der gesamten Polare von Flügeln mit veränderlicher Tiefe und veränderlichem Profil gestatten ohne allzuviel umständliche Rechenarbeit zu verlangen. Besonders ist in diesem Zusammenhang die grundlegende Arbeit von Frl. Dr. Lotz aus dem Jahre

1931⁶⁾, die schon mehrfach Anwendung gefunden hat⁷⁾, zu erwähnen.

3. Anwendung der Ergebnisse der älteren Arbeiten auf die Ausbildung des Rumpfes und der Flügelwurzeln.

Die neuere vorwiegend experimentelle Arbeit, über die hier berichtet wird, enthält eine Synthese der Gedanken, die den älteren eben besprochenen Arbeiten zugrunde lagen. Aus der ersten Arbeit geht hervor, daß zwischen Rumpf und Flügel ein stetiger, glatter Übergang vorhanden sein soll. Aus der zweiten geht hervor, daß an einer beliebigen Stelle des Rumpfes oder des Überganges vom Rumpf zum Flügel der Querschnitt von einer derartigen Form und Lage sein soll, daß die Verteilung der Werte $c_a \cdot t$ des Flügels ohne Rumpf erhalten bleibt.

Die erste Forderung ist ohne weiteres zu erfüllen, indem wir uns einfach einen zur Strömungsrichtung senkrechten Schnitt durch Tragflügel und Rumpf vorgeben, etwa wie es in der Abb. 3 für einen Mitteldecker dargestellt ist. Wir müssen auf Grund der Ergebnisse der ersten früheren Arbeit nur darauf achten, daß erstens der Winkel zwischen Rumpfseite und Tragflügel und zweitens der Ausrundungsradius genügend groß und nach hinten zunehmend ist. Die zweite Forderung kann, wie bereits erwähnt, rechnerisch leicht befriedigt werden, wenn der Tragflügel als tragende Linie aufgefaßt wird. Diese Auffassung lag auch den vorhin erwähnten theoretischen Arbeiten zugrunde. Im Falle des Tragflügels mit Rumpf kann diese Auffassung aber im Gegensatz zum Flügel mit Ausschnitt nur als Näherung, wenn auch als recht gute, bezeichnet werden, da der Flügelteil »Rumpf« wegen seiner großen Tiefe kaum als Teil einer tragenden Linie angesprochen werden kann.

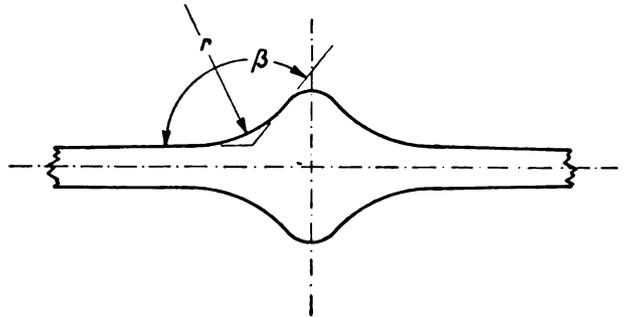


Abb. 3. Vorderansicht einer aerodynamisch günstigen Einfügung des Rumpfes in den Tragflügel.

Um dieser Schwierigkeit aus dem Wege zu gehen, ist daher dem Entwurf von Rumpfformen, die eine bessere Einfügung des Rumpfes in den Flügel als die nach der Theorie der tragenden Linie berechneten ergeben sollten, ein einfaches halbempirisches Näherungsverfahren zugrunde gelegt worden, auf das später bei Besprechung dieser Modelle eingegangen werden wird.

4. Beschreibung der gemäß Abschnitt 3 entworfenen Modelle.

Ein erstes nach dem bereits auseinandergesetzten einfachen Rechenverfahren entworfenes Rumpf-Flügelmodell ist in Abb. 4 wiedergegeben. Der Ausgangsflügel hat elliptischen Umriß bei einem Seitenverhältnis $\lambda = 7,1$. Das Profil ist ein Joukowski-Profil mit den Parametern $d/l = 0,1$ und $f/l = 0,125$ (d = Dicke, f = Wölbung, $l = t/2$). Auch die Rumpf- und Flügelwurzelprofile sind Joukowski-Profile. Der Dickenparameter ist konstant zu 0,1 beibehalten worden, während Wölbung und Einstellwinkel der Rumpf- und Flügelwurzelprofile geändert wurden. Die Vorderansicht von Rumpf und Flügelwurzel zeigt, daß überhaupt keine Ecken vorhanden sind, d. h. es war auch ein kantiger Rumpf vermieden worden. Mit dem konstanten Dickenparameter waren gleichzeitig die Profiltiefen gegeben.

⁴⁾ J. Lotz, Berechnung der Auftriebsverteilung beliebig geformter Flügel. Z. Flugtechn. Motorluftsch. 1931, Nr. 7, S. 189.

⁵⁾ A. L. Klein, Effect of fillets on wing-fuselage interference. Publication Nr. 18 des California Institute of Technology, Pasadena.

⁶⁾ H. Muttray, Neuere Messungen an Flügeln mit Ausschnitten. Z. Flugtechn. Motorluftsch. 1929, Nr. 7, S. 161.

⁷⁾ Vgl. auch die Anfang 1934 erschienene Arbeit von A. Lippisch. Bestimmung der Auftriebsverteilung längs der Spannweite. »Flug-sport« XXVI. Jahrg. Nr. 1.

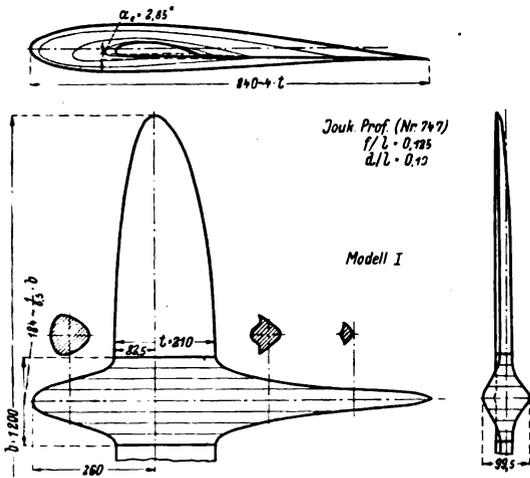


Abb. 4. Tragflügel und Rumpf mit glatter Einfügung des Rumpfes in den Flügel (Modell I).



Abb. 5. Schrägansicht von Modell I.

Mit der Maßgabe, daß für den für »Flügel allein« und »Flügel mit Rumpf« jeweils gleichen Wert von $c_a \cdot t$ — und zwar wurde c_a zu 1,2 gewählt — die Druckmittelpunkte sämtlicher Profile auf einer Geraden liegen und sich eine Begrenzung des Modelles in der Draufsicht ergeben sollte, die ungefähr den üblichen Verhältnissen eines Rumpfes mit Flügel entspricht, wurden nun mit Hilfe der bekannten Versuchsdaten von Joukowsky-Profilen⁶⁾ die Wölbungsparameter f/l und die Anstellwinkel α_a als Funktion der laufenden Spannweitenkoordinate ermittelt.

Das Aussehen des Modells geht ferner aus Abb. 5 hervor. Man sieht, daß das Fassungsvermögen des Rumpfes außer in den dicken Flügelwurzeln — die ja z. T. zum Rumpf hinzu gerechnet werden können — besonders in der vorderen Rumpfspitze enthalten ist. Es liegt dies an der joukowskyartigen Profilierung des Rumpfes. Auffällig sind ferner die seitlichen Kanten des rückwärtigen Rumpfes.

Der Rumpf mit Flügelwurzeln ist nochmals in Abb. 6 wiedergegeben. Die oben erwähnten seitlichen Rumpfkanten sind hier bereits abgeschnitten worden.



Abb. 6. Schräg-Seitenansichten des Rumpfes mit Flügelwurzeln von Modell I (Rumpf-Seitenkanten abgeschnitten).

⁶⁾ O. Schrenk, Systematische Untersuchungen an Joukowsky-Profilen. Z. Flugtechn. Motorluftsch. 1927, Nr. 10, S. 225.

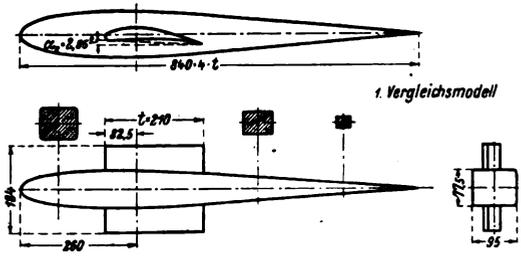


Abb. 7. 1. Vergleichsmodell: Flügel mit Vierkantrumpf (Mitteldecker).



Abb. 8. Rumpf und Flügelwurzeln des 1. Vergleichsmodelles.

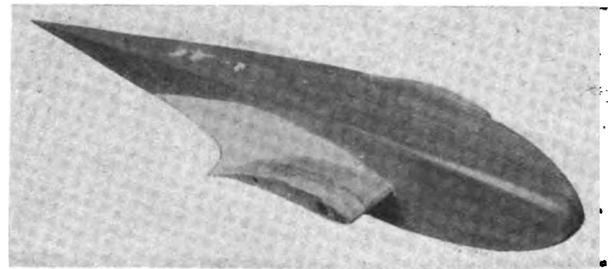


Abb. 9. Rumpf und Flügelwurzeln mit Auskehlungen des 1. Vergleichsmodelles.

Erwähnt sei noch, daß das Verhältnis der Rumpfquerschnittsfläche zum Flügel-Flächeninhalt gleich 1:40 ist. Der durch den Rumpfquerschnitt überdeckte Flügelabschnitt ist hierbei nicht zur Rumpfquerschnittsfläche hinzugerechnet worden.

5. Beschreibung der Vergleichsmodelle üblicher Ausführung.

Vor der Erörterung des Ergebnisses der Polarenmessung mögen noch einige Vergleichsmodelle beschrieben werden. Das erste ist in Abb. 7 dargestellt. Der Rumpf dieses Modelles besitzt das gleiche Volumen wie der des vorherigen, ist aber annähernd nach der üblichen allerdings nicht bei Segelflugzeugen gebräuchlichen Art entworfen. Der Flügel ist der gleiche wie vorher. Der Rumpf hat vierkantigen Querschnitt und ist in der Seitenansicht symmetrisch.

Abb. 8 und 9 zeigen den Rumpf mit Flügelwurzeln. In Abb. 9 sind die Rumpfecken der Tragflügelsaußenseite mit Auskehlungen versehen worden.

Abb. 10 und 11 bringen das zweite Vergleichsmodell: Einen Schirmdecker, also eine Kombination von Rumpf und Tragflügel, wie sie bei Segelflugzeugen bis vor verhältnismäßig kurzer Zeit als »Standard-Typ« galt. Das Modell ist mit und ohne Rumpfhals untersucht worden. Der Rumpf von elliptischem Querschnitt und Umriß hat das gleiche Volumen wie die vorherigen Rumpfe.

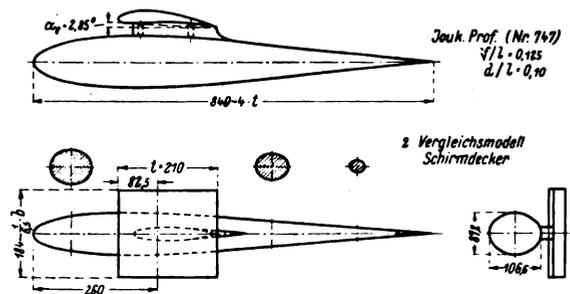


Abb. 10. 2. Vergleichsmodell: Schirmdecker.

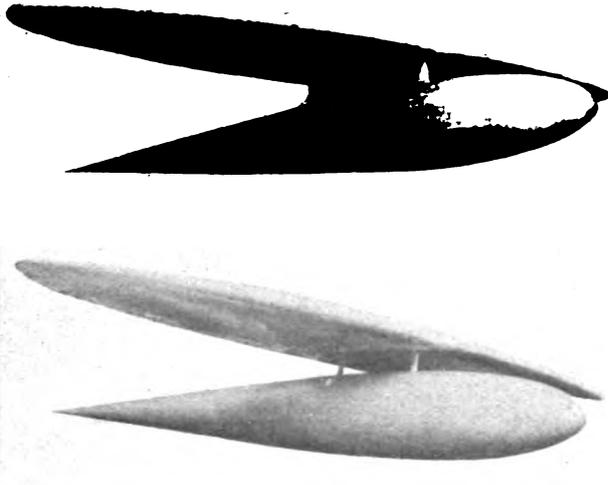


Abb. 11. Schrägansichten des Schirmdeckers mit und ohne Hals.

6. Windkanalversuchsergebnisse der in Abschnitt 4 und 5 beschriebenen Modelle.

Abb. 12 enthält die Polare des »Flügels allein« und die des ersten Modelles mit glatter Einfügung des Rumpfes in den Flügel (Modell I). Es fällt sofort auf, daß die Polare des Rumpfflügelmodelles I sich von der des Flügels allein nur wenig unterscheidet. Am geringsten ist der Unterschied im c_a -Bereich 1,0 bis 1,2, also in der Gegend, für die die gleiche Auftriebsverteilung angestrebt worden war. Eine Nachrechnung ergab, daß die Widerstandsdifferenz der Polaren (1) und (2) im c_a -Bereich 0,9 bis 1,3 gerade der zu erwartenden Vergrößerung des Profilwiderstandes infolge der Vergrößerung der Oberfläche entsprach, also anscheinend auf ein Minimum herabgedrückt worden war. Oberhalb $c_a = 1,3$ ist allerdings eine nicht unwesentliche aber allmählich verlaufende Vergrößerung des zusätzlichen Rumpfwiderstandes festzustellen.

Vergleicht man nun die c_m -Kurven, so fällt auf, daß die c_m -Kurve des Modelles I gegenüber der des Tragflügels allein geschwenkt ist, und zwar sind die c_m -Werte des Rumpff-

flügelmodelles kleiner. Überlegungsgemäß dürfte diese Erscheinung wenigstens in dem c_a -Bereich um $c_a = 1,2$ herum nicht auftreten. Die Ursache mußte, wie eine Strömungsbeobachtung mit der Fadensonde ergab, in der Umströmung des Rumpfes gesucht werden. Es zeigte sich, daß die vordere Rumpfspitze, wenigstens bei größeren c_a -Werten, infolge der durch den Tragflügel erzeugten krummlinigen Strömung von unten, die hintere von oben angeströmt wurde. Diese Beobachtung gab den Anlaß zur Ausbildung eines Rumpfes nach dem zweiten noch zu besprechenden Näherungsverfahren.

Gleichzeitig ist in das Diagramm gestrichelt die Polare des gleichen Rumpfflügelmodelles I ohne seitliche Kanten des hinter dem Flügel liegenden Rumpfteiles aufgenommen worden. Man sieht, daß der Polare hierdurch kein besonderer Schaden erwachsen ist. Dies konnte erwartet werden, da das nach hinten herausragende Rumpfteile wenig oder gar nicht zum Tragen beiträgt und daran auch durch das Abschneiden der Hinterkanten der Rumpffprofile nichts geändert wird. Die Untersuchung ergibt aber mittelbar, daß bei der Formgebung des Rumpfes hauptsächlich auf die Rumpfspitze und den Teil, der den Tragflügel aufnimmt, geachtet werden muß.

Abb. 13 bringt das Polardiagramm des »Flügels allein«, des ersten Vergleichsmodelles (Mitteldecker mit Vierkant-rumpf) und des abgeänderten ersten Vergleichsmodelles. Die Änderung bestand, wie bereits ausgeführt, in der Anbringung von Hohlkehlen in den Rumpfecken auf der Flügelsaugseite. Betrachtet man die Polare des ersten Vergleichsmodelles ohne Hohlkehle, so fällt auf, daß der zusätzliche Rumpfwiderstand verhältnismäßig groß ist und die Polare bei $c_a = 1,5$ ziemlich unvermittelt nach rechts abknickt. Wir haben es hierbei mit dem eingangs geschilderten Tiefdecker-effekt zu tun. Das mit Hohlkehlung versehene erste Vergleichsmodell zeigt diese Erscheinungen ebenfalls, aber in wesentlich geringerem Maße.

Abb. 14 enthält die Polaren des zweiten Vergleichsmodelles, also des Schirmdeckers mit Hals und elliptischem Rumpf, zusammen mit der Polare des »Flügels allein«. Von vornherein kann bei diesem Modell keine wesentliche Beeinflussung der Polare des Flügels allein erwartet werden, da der tiefliegende Rumpf die Umströmung des Flügels kaum stört. Dementsprechend zeigt sich auch, daß die Polare des Flügels mit Rumpf den gleichen Verlauf hat wie die Polare des Flügels allein. Geblieben ist lediglich ein bestimmter zusätzlicher Rumpfwider-

stand, der allerdings im mittleren Bereich der Polare einen geringsten Wert hat. Das $c_{a,max}$ des Flügels allein wird fast genau erreicht, insbesondere, wenn der Rumpfhals fortgelassen wird.

Abb. 15 zeigt eine Zusammenstellung der zusätzlichen Rumpfwiderstände. Diese betragen im Geringsten beim Modell I, Mitteldecker mit glatter Rumpfeinfügung: 0,00125, 1. Vgl.-Modell, Mitteldecker mit Vierkant-rumpf: 0,00300, 2. Vgl.-Modell, Schirmdecker mit elliptischem Rumpf: 0,00150 bis 0,00200.

Die Mittelwerte sind
 Modell I . . . 0,00175
 1. Vgl.-Modell . 0,00400
 2. Vgl.-Modell . 0,00250.

Am meisten interessiert ein Vergleich von Modell I und dem Schirmdecker. Man findet, daß das Mo-

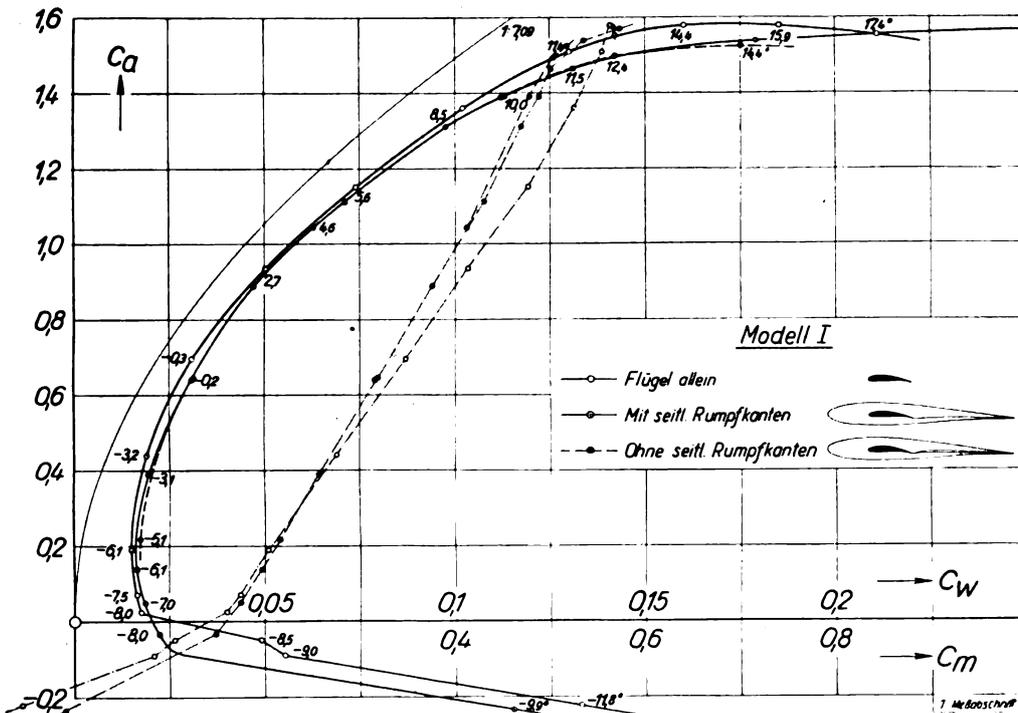


Abb. 12. Polardiagramm des »Flügels allein« und des »Modelles I«.

dell I etwa nur das 0,7fache des zusätzlichen Rumpfwiderstandes hat, also ein nicht unwesentlicher Gewinn erzielt worden ist. Zu bedenken ist allerdings, daß — wie Abb. 15 zeigt — bei Annäherung an $c_{a\max}$ die Verhältnisse sich umkehren, d. h. Modell I größeren zusätzlichen Rumpfwiderstand hat und $c_{a\max}$ kleiner wird.

7. Anpassung des Rumpfes an die Flügelumströmung.

Bei der Besprechung der Polare des Modelles I wurde darauf hingewiesen, daß die gegenüber »Flügel allein« kleineren Momentenbeiwerte des Modelles I auf die krummlinige Umströmung des Rumpfes zurückzuführen seien. Der Gedanke war naheliegend, daß durch ein Anpassen des Rumpfes an

die krummlinige Tragflügelströmung nicht nur die gleichen Momentenkurven erhalten, sondern auch gleichzeitig eine Verkleinerung des zusätzlichen Rumpfwiderstandes gewonnen werden könne.

Bei dem Entwurf eines solchen Rumpfflügelmodelles wurde nun wie folgt vorgegangen: Zuerst wurde für den c_a -Wert, bei dem der Rumpf am besten der Strömung angepaßt sein sollte, mit Hilfe der konformen Abbildung — also für ebene Strömung — das Stromlinienbild gezeichnet. Daraufhin wurden für den Flügel endlicher Länge die Störungsgeschwindigkeiten in der Symmetrieebene des Flügels für Orte vor dem Flügel berechnet. Diese ergaben sich aus einem Wirbelsystem, das aus den beiden Randwirbeln und rechts

und links vom Flügel in das Unendliche laufenden Verlängerungen der Randwirbel besteht. Das Strömungsbild vor dem Flügel wurde mit Hilfe der errechneten Werte korrigiert. Eine entsprechende Korrektur wurde für die Strömung hinter dem Flügel eingeführt; nur wurde hierbei nicht die Absenkung der Strömung durch die Randwirbel berechnet, sondern diese war auf Grund von früher durchgeführten Abwindmessungen hinter elliptischen Flügeln genau bekannt.

Es ergab sich damit das in Abb. 16 gezeichnete Strömungsbild. Die Abb. 17 zeigt, in welcher Weise nun die Profile in die krummlinige Strömung hineingebogen wurden*).

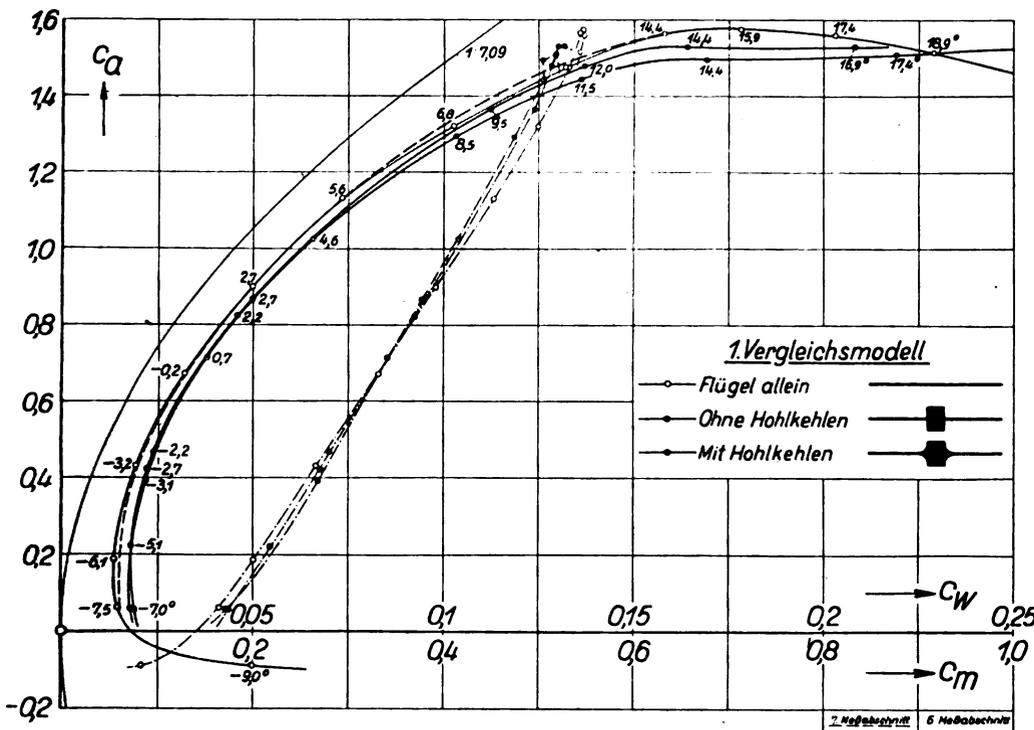
Abb. 18 und 19 zeigen das erste hiernach entworfene Modell mit der Bezeichnung Modell II.

Abb. 20 zeigt, wie sich die Rumpfe von Modell I und II unterscheiden.

Die Polare dieses »Modelles II« ist wiederholt gemessen worden.

Abb. 21 enthält das Diagramm der letzten Messung zusammen mit der Bezugsmessung des Flügels allein. Die Wölbung des Rumpfes hat im wesentlichen zur Folge gehabt, daß wir ein sehr breit ausgedehntes Gebiet bei $c_{a\max}$ erhalten haben und der Betrag von $c_{a\max}$ etwas höher liegt als beim Flügel allein. Der untere Abreißpunkt der Polare ist ähnlich wie bei stärker gewölbten Profilen nach oben gewandert. Die Momentenkurve zeigt, daß im Bereich um $c_a = 1,2$

* Sämtliche Konstruktions- und Rechenarbeiten wurden nach Angaben des Verfassers von Herrn Fritz Freytag durchgeführt.



die Momentenbeiwerte von »Flügel allein und »Modell II« sich decken.

In das Polardiagramm sind gleichzeitig die Rumpfwiderstandsbeiwerte der ersten und zweiten Messung von Modell II mit aufgenommen worden. Bei der ersten Messung, bei der

der Rumpf noch ganz neu und daher vollkommen glatt war, war für einen kleinen Teil der Polare annähernd der Widerstand Null erhalten worden. Zwischen erster und letzter Messung waren an dem Rumpf einige Änderungen vorgenommen worden, die seinen Widerstand erhöht haben mögen. Im Mittel können wir mit einem geringsten Widerstandsbeiwert von

$$c_{wR} = 0,001$$

rechnen, also nur unwesentlich geringer als Modell I.

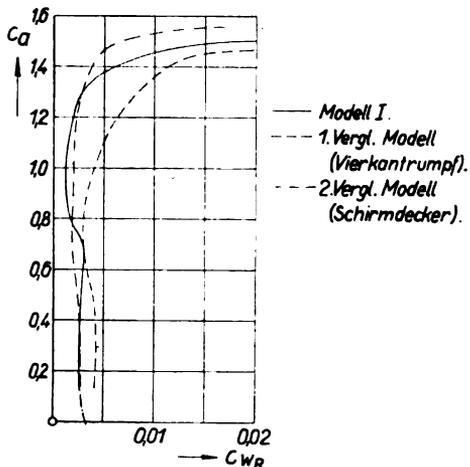


Abb. 15. Diagramm der Rumpfwiderstandsbeiwerte von »Modell I« und des »1. und 2. Vergleichsmodelles«.

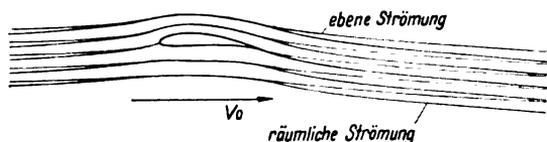


Abb. 16. Umströmung des Tragflügels bei ebener und räumlicher Strömung.



Abb. 17. Anpassung des Flugzeugrumpfes an die Tragflügelströmung.

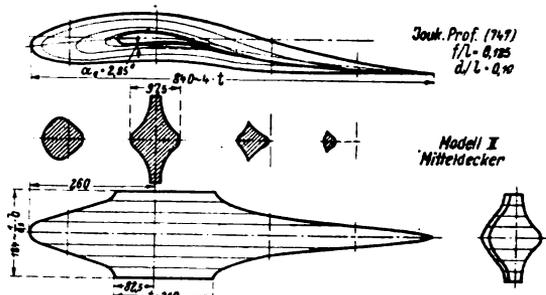


Abb. 18. Flügel und Rumpf: »Modell II«.



Abb. 19. Schrägsicht von »Modell II«.



Abb. 20. Vergleich der Rumpfe von »Modell I« und »Modell II«.

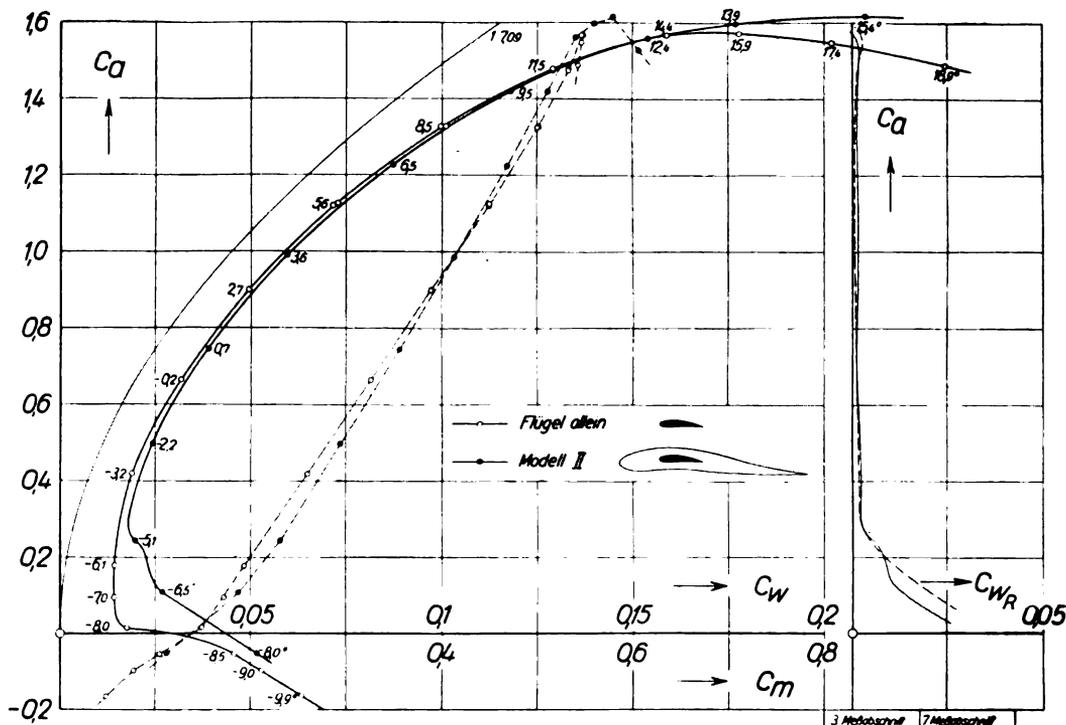


Abb. 21. Polardiagramm von »Flügel allein« und »Modell II«.

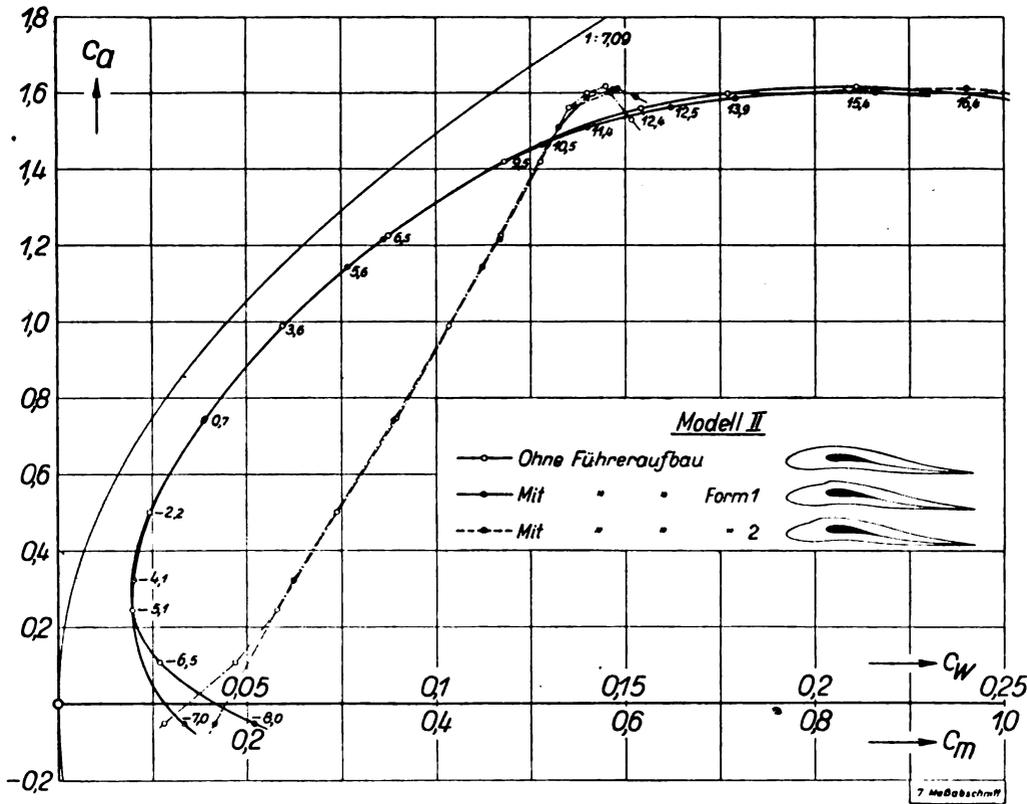


Abb. 29. Polardiagramm von »Modell II« und »Modell II mit Führeraufbauten«.

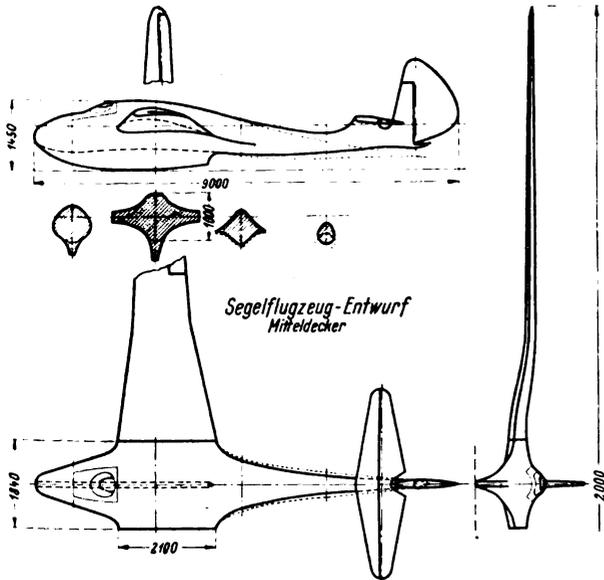


Abb. 30. Entwurf eines Segelflugzeuges mit der Flügelumströmung angepaßtem Rumpf (Mitteldecker).

12. Zusammenfassung.

Durch Modellversuche wird nachgewiesen, daß sich die aerodynamische Güte der Zusammenfügung von Tragflügel und Rumpf durch eine zweckmäßige Formgebung des Rumpfes und der Flügelwurzeln erhöhen läßt. Hierzu ist es erforderlich, daß scharfe Übergänge von der größten Rumpfhöhe auf die Flügelstärke vermieden werden und jeder Längsschnitt des Rumpfes und der Flügelwurzeln so profiliert und eingestellt ist, daß die ursprüngliche Auftriebsverteilung des durchgehenden Flügels erhalten bleibt. Eine weitere Verbesserung wird erzielt, wenn der Rumpf der krummlinigen Umströmung des Tragflügels angepaßt wird. Die Polaren solcher Anordnungen decken sich fast mit der des Flügels allein, und es verschwindet damit die für die üblichen Ausführungen bekannte Überlegenheit des Hochdeckers. Die aerodynamische Hochwertigkeit wird weiter durch Vorsprünge auf dem Rumpf, wie Windschutzscheibe u. dgl. beim Mittel- und Tiefdecker weniger gestört als beim Hochdecker, so daß dann der Hochdecker am ungünstigsten abschneidet.

Für die Weiterentwicklung des Hochleistungs-Segelflugzeuges wird aus Gründen einer zweckmäßigen aerodynamischen und statischen Zusammenfügung von Rumpf und Flügel der Bau von Mitteldeckern empfohlen.

Das Trudeln von Flugzeugen.

Von A. V. Stephens, M. A.

Vortrag, gehalten bei der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt E. V. am 26. Juni 1934 im Harnack-Haus, übersetzt von W. Pleines.

Während bisher in Deutschland nur unbedeutende Ansätze zu einer planmäßigen Erforschung des Trudelns unternommen wurden, hat man in England in voller Würdigung der Bedeutung des Trudelns für den praktischen Flugbetrieb mit großem Eifer und großem Erfolg an der Klärung des Trudelvorganges gearbeitet. Die Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt E. V., Adlershof, hatte daher Herrn Stephens, einen der bedeutendsten englischen Trudelforscher eingeladen, in Deutschland über seine und die Arbeit seiner Fachkollegen zu sprechen. Herr Stephens folgte dieser Einladung mit größter Bereitwilligkeit, wofür ihm der aufrichtige Dank der deutschen Fachwelt gebührt. Der Vortrag wurde durch einen Film, der die Technik des Arbeitens am Trudelwindkanal zeigte, ergänzt.

Gliederung.

1. Geschichtliches.
2. Die Trudelbewegung.
3. Gleichgewichtsbedingungen.
4. Großversuche.
5. Windkanalversuche mit gefesselten Modellen.
6. Windkanalversuche an freien Modellen.
7. Zusammenfassung der Ergebnisse.
8. Beschreibung des Trudelfilms.

1. Geschichtliches.

Seit den frühesten Tagen der Fliegerei hat die Erscheinung des Trudelns dem menschlichen Leben hohen Zoll abverlangt. Lange Jahre hindurch wurde es als eine sichere, um jeden Preis zu vermeidende Todesfalle betrachtet, und es ist daher nicht überraschend, daß eine Kenntnis von seinem Wesen nicht leicht erworben werden konnte. Bis zum Jahre 1916 war lediglich darüber bekannt, daß bei Überschreitung des Anstellwinkels des Höchstauftriebs ein Flugzeug plötzlich rollunstable werden und in einen Spiralsturz übergehen würde. Blickt man zurück, so ist leicht zu erkennen, warum die Folgen zumeist unabänderlich verhängnisvoll waren. In der Vorkriegsperiode wurde im allgemeinen in verhältnismäßig geringen Höhen geflogen, und wir wissen heute, daß das Trudeln ein Flugzustand ist, der einen sehr plötzlichen Höhenverlust zur Folge hat. Selbst für die besten Flugzeuge in der Hand der besten Führer mußte der unvermeidliche Höhenverlust mindestens 120 m betragen, bevor sie aus dem Trudeln aufgerichtet werden konnten. Ferner erfolgen die richtigen Steuerbewegungen gewiß nicht im Sinne des instinktiven Gefühls: der Führer würde gefühlsmäßig bei Beginn des Trudelns den Steuerknüppel ziehen und Querruderausschlag geben, um aus dem Trudeln herauszukommen. Wir wissen dagegen heute, daß das richtige Verfahren ist, den Steuerknüppel stark vorzudrücken und Seitenruder zu betätigen.

Der Schlüssel zur Frage des Herauskommens aus dem Trudeln liegt in der Entdeckung, daß das Trudeln im wesentlichen eine Flugbewegung im überzogenen Zustand ist. Dies wurde wahrscheinlich zuerst in England durch Major F. W. Gooden festgestellt, der die ersten absichtlich ausgeführten Trudelversuche mit einem F.-E.-8-Flugzeug am 23. August 1916 durchführte. Einige Fachleute behaupten allerdings, daß Mr. H. G. Hawker ein Sopwith-Flugzeug bereits etwas früher absichtlich getrudelt habe. Es würde für mich von sehr großem Interesse sein zu hören, wann zuerst von deutschen Flugzeugführern beabsichtigt getrudelt worden ist. Die Tatsache, daß ein Herauskommen aus der Trudelbewegung möglich war und das Verfahren hierzu, wurde nun mit einem Male allen Einheiten des R. F. C. zur Kenntnis gebracht; innerhalb weniger Monate war die Mehrzahl der Flugzeugführer über die Kunst des Trudelns unterrichtet. Bald stellte sich heraus, daß diese Flugbewegung auch einige taktische Vorteile bietet; während des

letzten Zeitabschnittes des Weltkrieges haben zahlreiche Führer oft das Trudeln absichtlich angewendet als ein Mittel, um aus einer Zwangslage (tight corner) herauszukommen.

Bald danach wurde eine wissenschaftliche Untersuchung über die Trudelbewegung in Farnborough von Dr. Lindemann durch Flugversuche auf B. E. 2. E.- und F. E. 2. B.-Flugzeugen eingeleitet. Er stellt Beobachtungen an über folgende, die Bewegung kennzeichnende Größen:

1. Winkelgeschwindigkeit,
2. Sinkgeschwindigkeit,
3. Durchmesser der Trudelbewegung (ermittelt mittels einer Filmkammer),
4. angezeigte Fluggeschwindigkeit,
5. resultierende Beschleunigung,
6. Längs- und Querlage.

Aus den Messungen von Lindemann konnten die wesentlichsten Merkmale des Trudelns hergeleitet werden; es dauerte nicht lange, bis auch die kinematischen Bedingungen dieser Bewegung roh erkannt wurden. Bald wurden neue Versuche gemacht, das Trudeln im Windkanal nachzuahmen mit dem Ziel, ausreichende Kenntnis von den dabei auftretenden aerodynamischen Vorgängen zu erlangen. Entwickelt wurde ein sorgfältig ausgeführtes Meßgerät, um die Kräfte und Momente zu bestimmen, die an rotierenden Modellen oder Teilen von Modellen wirken. Auf diese Weise wurde in der Folgezeit eine Menge wertvoller Ergebnisse gesammelt. In der Zeit unmittelbar nach dem Weltkrieg beschränkten sich die aerodynamischen Forschungen hauptsächlich auf die Untersuchung über die Einleitung der Trudelbewegung mit dem Ziel, das Trudeln zu verhindern oder auf jeden Fall das unfreiwillige Trudeln durch Erzielung ausreichender Stabilität und Steuerbarkeit im überzogenen Zustand zu unterbinden. Die Forschung auf diesem Gebiet ist z. Z. noch im Flusse, jedoch sind bereits eine Reihe interessanter Entdeckungen gemacht worden. Es wird immerhin noch einige Jahre dauern, bevor die Frage des trudelsicheren Flugzeugs vollkommen gelöst sein wird. Ungefähr vor 10 Jahren tauchte ein neues Problem auf, welches dringend einer Erforschung bedurfte. Von einigen Flugzeugen wurde berichtet, daß sie eine neue Trudelart ausführten, aus welcher ein Herauskommen äußerst schwierig oder unmöglich sei. Gerüchte, daß ein Flugzeug in einer »flachen Trudelbewegung« mit meist horizontaler Lage des Rumpfes zum Horizont gesehen worden sei, sind schon früh — ungefähr 1915 — verbreitet worden. Sie sind jedoch nicht als authentisch zu werten, so daß dieser Zustand bis zum Jahre 1923 recht geheimnisvoll geblieben ist.

Es war ein glücklicher Umstand, daß die Flugzeuge der Kriegszeit ausreichende Ruderwirksamkeit aufwiesen, um aus dem Trudeln herauszukommen, sofern die Steuerausschläge in richtigem Sinne erfolgten; denn die Konstrukteure hatten damals noch keine Kenntnis von der Dynamik des Trudelns und den Anforderungen an die Ruder, um aus der Trudelbewegung herauszukommen. Zugunsten gewisser Eigenschaften der Flugzeuge wurde in der Nachkriegszeit die Frage der Trudel-Sicherheit oft vernachlässigt, so daß manche von ihnen schwer aus dem Trudeln herauszubringen waren. Trotz der beständig fortschreitenden Forschung ist es auch heute oft noch schwierig, vorzusagen, ob ein neuerer Flugzeugentwurf ungefährlich trudelt. Die heutige Lage ist so: Obwohl wir dem Konstrukteur raten können, wie er schlechte Trudleigenschaften vermeiden kann, so zwingen ihn doch oft andere Erwägungen zu Änderungen, die den Anforderungen an die Trudleigenschaften zuwiderlaufen. Unter diesen Umständen ist die Notwendigkeit der Entwicklung eines Verfahrens zur Ermittlung der Trudel-

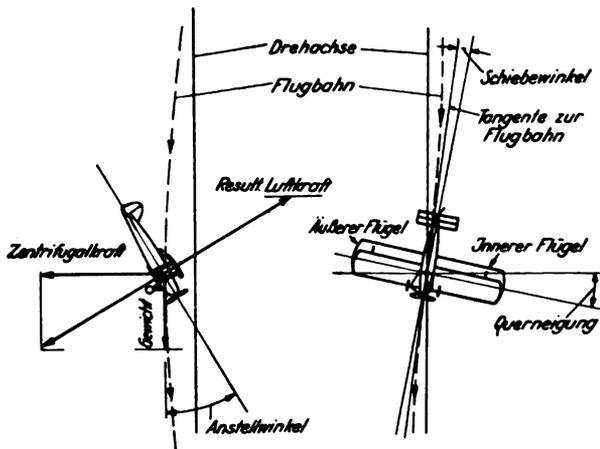


Abb. 1. Rechtshändiges Trudeln.

eigenschaften einer Neukonstruktion vor dem Einfliegen des Flugzeugs leicht einzusehen. Sie hat ihre Verwirklichung in den Versuchen mit freifliegenden Modellen gefunden; dieses Verfahren wird im einzelnen in einem späteren Teil dieses Vortrages beschrieben.

Bevor ich auf die Trudeluntersuchungen eingehe, die im Laufe der letzten 10 Jahre in England durchgeführt worden sind, ist für das allgemeine Verständnis notwendig, kurz eine übersichtliche Theorie für die Trudelbewegung entsprechend dem heutigen Stand der Erkenntnis zu geben.

2. Die Trudelbewegung.

Beim stationären Trudeln beschreibt der Schwerpunkt des Flugzeugs eine steile, senkrechte Spirale, während das Flugzeug um die Trudelachse in der in Abb. 1 veranschaulichten Weise rotiert. Die Rumpfachse kann Winkel von 20° bis 80° zur Senkrechten bilden, während die Querachse selten stark von der waagerechten Lage abweicht.

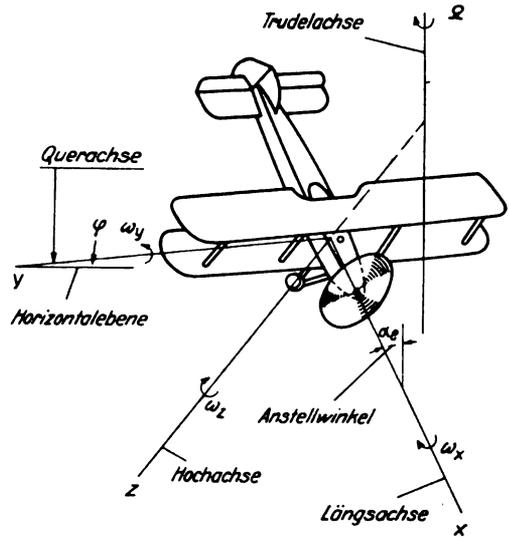
Da die resultierende Geschwindigkeit angenähert senkrecht gerichtet ist, so ist der Anstellwinkel (gewöhnlich mit α bezeichnet) angenähert gleich dem Winkel zwischen Flügelsehne und der Senkrechten. Zu beachten ist dabei, daß der geometrische Anstellwinkel des Tragwerks längs der Spannweite sich innerhalb der Werte (nach FALU)

$$\alpha \pm \arcsin \cdot \frac{b \cdot \Omega}{2 \cdot v}$$

ändert, darin bedeutet

$$\lambda = \frac{b \cdot \Omega}{2v}$$

das Verhältnis der Horizontalgeschwindigkeit der Flügelenden zur Sinkgeschwindigkeit. In der Praxis ist die Winkelgeschwindigkeit meist von einer solchen Größenordnung, daß der Anstellwinkel längs der Spannweite sich bei einem Trudeln mit 30° Anstellwinkel von 15° bis 45° ändert und vielleicht von 25° bis 105° für ein Flachtrudeln mit 60° Anstellwinkel. Der mittlere Anstellwinkel ist für die Theorie der Trudelbewegung der wichtigste Parameter, da seine Änderungen einen Wechsel nahezu aller Momente und Kräfte hervorrufen, die zur Erhaltung des Gleichgewichtszustandes beitragen. Der Winkel zwischen der resultierenden Geschwindigkeit des Schwerpunktes und der Symmetrieebene des Flugzeugs ist als Schiebewinkel definiert. Obwohl dieser Winkel selten einen Wert von 20° überschreitet (und im allgemeinen innerhalb der Grenzen von $\pm 10^\circ$ liegt), steht doch fest, daß er ein wichtiges Glied für die Erhaltung des Gleichgewichtszustandes der Trudelbewegung bildet, da kleine Änderungen des Schiebewinkels die am Flugzeug wirkenden Luftkraftmomente grundlegend ändern können. Aus Abb. 1 ist zu entnehmen, daß der Schiebewinkel gleich ist dem Neigungswinkel der Flugzeugspannweite gegenüber dem Horizont (Querneigungswinkel), vermindert um den Steigungswinkel der Schraubenlinie der Trudelbewegung. Der letztgenannte Winkel ist beim Flachtrudeln meist vernach-



Längsachse, Querachse, Hochachse	x, y, z
Winkelgeschwindigkeiten	$\omega_x, \omega_y, \omega_z$
Trägheitsmomente	J_x, J_y, J_z
Zentrifugalmomente	$(J_y - J_z) \omega_y \omega_z,$ $(J_z - J_x) \omega_z \omega_x,$ $(J_x - J_y) \omega_x \omega_y$

$$\omega_x = \Omega \cos \alpha_e, \omega_y = \Omega \sin \varphi, \omega_z = \Omega \sin \alpha_e$$

Abb. 2. Rechtshändiges Trudeln, Bezugssystem.

lässigbar klein, so daß wir dann die angenäherte Beziehung erhalten:

$$\beta = \varphi.$$

3. Gleichgewichtsbedingungen.

Der Ausgleich der Kräfte beim Trudeln ist unvermeidlich. Die Sinkgeschwindigkeit des Flugzeugs wird so lange wachsen, bis die senkrechte Komponente der resultierenden Luftkraft gleich ist dem Gewicht; der Radius der Trudelbewegung wird dabei so sein, daß die Zentrifugalkraft durch die Horizontalkomponente ausgeglichen ist.

Es ist daher klar, daß Ausgleich der Kräfte möglich sein wird, gleichgültig welche Lage oder Winkelgeschwindigkeit das Flugzeug auch haben mag, und daß die Möglichkeit des Gleichgewichts beim flachen Trudeln z. B. allein bestimmt wird durch den Ausgleich der Momente.

Es ist zweckmäßig, flugzeugfeste Achsen zu wählen, wenn wir das Momentengleichgewicht betrachten (Abb. 2).

Wir werden zuerst die um die Querachse YY wirkenden Momente betrachten. Gleichgewicht wird erhalten durch den Ausgleich eines Luftkraftmomentes, das angenähert gleich ist dem im Waagrechtflug bei dem gleichen Anstellwinkel vorhandenen, und eines Zentrifugalmomentes von der Form

$$\frac{1}{2} (J_z - J_x) \Omega^2 \sin 2\alpha.$$

Auf welche Weise dieses letzere Moment entsteht, kann am besten aus Abb. 3 ersehen werden. In erster Annäherung

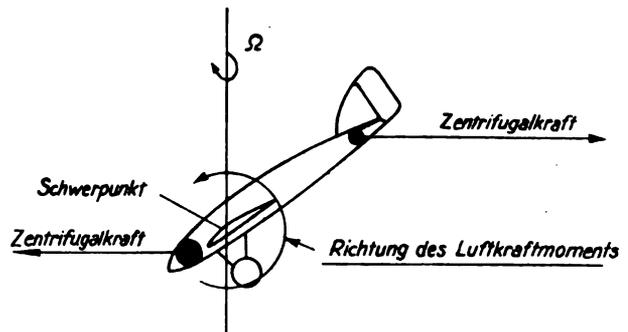


Abb. 3. Darstellung des Gleichgewichts der Momente um die Querachse beim Trudeln.

kann es als proportional der Zentrifugalkraft angesehen werden. Es wird durch die Massen des vorderen und hinteren Teils des Rumpfes hervorgerufen und sucht immer die Nase des Flugzeugs aufzurichten.

Der Wert ($J_z - J_x$) ist stets positiv. Der Wirksamkeit dieses Momentes allein ist es zuzuschreiben, daß beim Trudeln Gleichgewicht bei Anstellwinkeln möglich ist, die bedeutend größer sind als die im Waagrechtflug erreichbaren größten Anstellwinkel.

An Hand der vorhergehenden Betrachtung läßt sich nachweisen, daß Gleichgewicht der Momente um die Querachse bei allen Anstellwinkeln bis hinauf zu 90° möglich sein wird, vorausgesetzt, daß das Flugzeug genügend schnell rotieren kann.

Wir betrachten weiterhin das Gleichgewicht der Rollmomente. Hier ist als ausschlaggebender Faktor der Teil des Luftkraftmomentes infolge seitlichen Schiebens anzusehen. Auf Grund der heute vorliegenden Ergebnisse kann gesagt werden, daß jeder Versuch, den Gleichgewichtszustand im Trudeln durch Anwendung eines Rollmomentes zu stören, nur eine Änderung des seitlichen Schiebens bewirkt, wodurch ein entgegengesetzt wirkendes Luftkraftmoment hervorgerufen wird. Ganz allgemein kann man sagen, daß jedes Flugzeug üblicher Bauart seinen Schiebewinkel automatisch so einstellt, daß Gleichgewicht der Rollmomente bei jeder Art von Trudelbewegung herrscht.

Wir betrachten jetzt das Gleichgewicht der Momente um die Hochachse. Hier sind im allgemeinen keine vorherrschenden Einflüsse vorhanden. Gleichgewicht kommt durch den empfindlichen Ausgleich einer Reihe verhältnismäßig kleiner Einflußgrößen zustande, die ohne Ausnahme in jeder der beiden Richtungen wirken können, und von denen jede einzelne im Sonderfall einen verhältnismäßig großen Einfluß gewinnen kann.

Es ist daher klar, daß die eingehende Untersuchung der Momente um die Hochachse in erster Linie wichtig ist, um Mängel in den Trudleigenschaften zu erläutern. Das Gleichgewicht um die Hochachse kann erklärt werden als hervorgerufen durch das Gleichgewicht eines Zentrifugalmoments

$$(J_x - J_y) \cdot \omega_x \cdot \omega_y$$

mit dem gesamten Luftkraftmoment. Das erstere Moment kann auch in der Form geschrieben werden

$$(J_x - J_y) \cdot \Omega^2 \cdot \varphi \cdot \cos \alpha,$$

worin φ der Winkel der Flugzeug-Querachse zum Horizont (Querneigung) bedeutet. Bei verschiedenen Flugzeugbauarten kann ($J_x - J_y$) sowohl positiv als auch negativ sein, seine Größe kann in weiten Grenzen schwanken. Für den Wert φ sind Schwankungen im Bereich von $\pm 20^\circ$ gefunden worden. Daraus ist zu ersehen, daß das Zentrifugalmoment um die Hochachse sowohl positiv, Null als auch negativ sein und der Größe nach beträchtlich schwanken kann. Um den Einfluß der verschiedenen Flügelanordnungen in bezug auf den Wert φ zu bestimmen und um auch Aufschluß über die Größe der Momente um die Hochachse für verschiedene Flugzeugbauteile zu gewinnen, sind Windkanalmessungen mit gefesselten Modellen ausgeführt worden.

Nach dieser kurzen Einführung in die Natur der Trudelbewegung und nach Darlegung der dafür maßgebenden Gleichgewichtsbedingungen sollen anschließend die Untersuchungen, die zu dieser Vorstellung über das Problem geführt haben, beschrieben und einige der wichtigsten Ergebnisse dargelegt werden.

4. Großversuche.

Bei den früheren Untersuchungen beruhten die bereits erwähnten Beobachtungen über die Bewegung eines trudelnden Flugzeuges auf Feststellungen, die mit verhältnismäßig einfachen Meßgeräten gemacht wurden. Es ergab sich, daß die Zeit für eine Trudelumdrehung um die senkrechte Achse durchschnittlich 2 s für kleine Einsitzer beträgt und für größere, zweisitzige Flugzeuge zwischen 3 bis 4 s schwankt. Die Sinkgeschwindigkeit in der Größenordnung von 30 m/s, und die Beschleunigung in Richtung Hochachse (Normal-

beschleunigung) betrug für die Mehrzahl der untersuchten Flugzeuge bis auf 10 vH Schwankungen rd. $2 \cdot g$. Diese letztere Feststellung ist von besonderem Interesse, denn daraus kann geschlossen werden, daß die heute üblichen Flugzeuge steil trudeln mit einer Neigung der Flügelsehne von rd. 30° zur Senkrechten. Es ist nämlich aus Abb. 1 leicht zu ersehen, daß der mittlere Anstellwinkel in der Trudelbewegung durch die Gleichung gegeben ist:

$$\alpha = \arcsin \frac{1}{n}$$

($n \cdot g = n$ faches der Normalbeschleunigung entsprechend den Aufzeichnungen des Beschleunigungsschreibers), da die resultierende Kraft stets annähernd senkrecht zur Flügelsehne gerichtet sein muß. Diese Tatsache wurde bei den früheren Versuchen dadurch ermittelt, daß Längs- und Querneigung während des Trudeln aufgezeichnet wurden. Die zum Herauskommen erforderlichen Ruderausschläge wurden gleichfalls aufgezeichnet, außerdem Beobachtungen über die hierfür erforderliche Höhe angestellt. Dabei zeigte sich, daß das Herauskommen am schnellsten dann erreicht werden konnte, wenn der Steuerknüppel voll nach vorne gedrückt und das Seitenruder entgegengesetzt ausgeschlagen wurde, obwohl meist auch ausreichte, die Ruder sämtlich in Nullstellung zu bringen. Der Höhenverlust betrug bei Anwendung alleräußerster Kraft für eine ganze Reihe von Flugzeugen verschiedener Bauart durchschnittlich 120 m. Da es sehr schwer ist, unter den verwirrenden Bedingungen des Trudeln mehrere Instrumente gleichzeitig abzulesen, wurde an die Entwicklung dazu geeigneter Schreibmeßgeräte gegangen. Diese Aufgabe erwies sich als ziemlich schwierig und erforderte eine mehrjährige Entwicklungsarbeit. Da das Trudeln eine dreidimensionale Bewegung ist, kann es nur durch Ermittlung von wenigstens 6 unabhängigen Größen vollständig bestimmt werden. Die hierfür entwickelten aufzeichnenden Meßgeräte waren folgende:

1. ein Dreiachsen-Winkelgeschwindigkeits-Schreiber, der die Komponenten der Winkelgeschwindigkeit um die 3 Achsen des Flugzeuges während der Trudelbewegung durch Aufzeichnung der Ausschläge von durch Feder gefesselten Kreiseln mißt.
2. ein »automatischer Beobachter«, bestehend aus einem Kasten, welcher Libellen für Längs- und Querneigung, ferner einen Höhenmesser und eine Stoppuhr enthält, die in kurzen Zeitabständen gleichzeitig photographisch abgebildet werden;
3. ein Glas Fiber-Beschleunigungsmesser, der nahe dem Flugzeugschwerpunkt angeordnet wird und die Normalbeschleunigung aufzeichnet.

Die Meßgeräte wurden in einem »Bristol-Fighter« eingebaut; dann wurden Aufzeichnungen für eine große Anzahl von Trudelbewegungen durchgeführt. Bei den Versuchen wurde das Flugzeug normal getrudelt, und zwar für mehr als 20 Trudelumdrehungen, wobei es zwischen 900 und 1200 m Höhe verlor. Mit dieser Meßeinrichtung wurde der Einfluß von Änderungen der Ruderausschläge und Trägheitsmomente auf das Trudelverhalten des Flugzeugs untersucht. Bei normaler Trimmung ergab sich, daß das Flugzeug unter einem Anstellwinkel von rd. 45° trudelte. Flach trudeln unter einem Anstellwinkel von ungefähr 60° konnte immer auf zwei verschiedenen Wegen erreicht werden, und zwar:

- a) durch Querruderausschlag entgegengesetzt der Trudelbewegung,
- b) durch Zusatzgewichte in den Flügelenden.

Das Herauskommen aus dem Trudeln dauerte länger und gestaltete sich weit schwieriger, sobald der Anstellwinkel vergrößert wurde. Das zweite Verfahren (unter b) führte zu einer dem Flachtrudeln ähnlichen Form, aus welchem ein Herauskommen unmöglich gewesen wäre. Die Aufzeichnungen beim Trudeln mit 40 kg Bleischrott an jedem Flügelende sind in Abb. 4 dargestellt. Daraus ist zu entnehmen, daß die Winkelgeschwindigkeit um die Hochachse

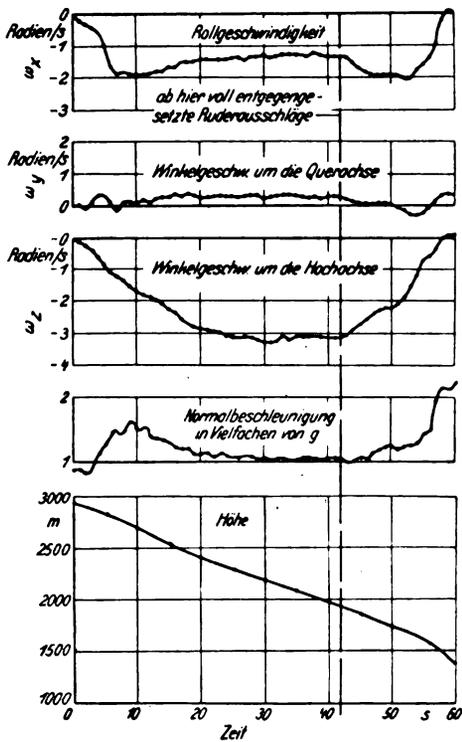


Abb. 4. Bristol-Fighter in linkshändiger Trudelbewegung mit 40 kg Zusatzgewicht in jedem Flügelende.

innerhalb einer Zeit von 30 s beständig wächst, ehe angenähert stationäre Bedingungen erreicht werden. Das Flugzeug brauchte über 15 s, um aus dem Trudeln herauszukommen; bemerkenswert ist dabei das Eintreten einer deutlichen Pause von rd. 5 s nach Umkehr der Ruderausschläge. Es ist wahrscheinlich, daß der stationäre Zustand während dieser Zeit trotz entgegengesetzter Ruderausschläge kaum gestört wurde. Dies war für den Vortragenden von besonderem Interesse, da er dabei im rückwärtigen Sitz des Flugzeuges saß.

Im Rahmen dieser Untersuchungen wurde auch der Einfluß eines Ruderausschlages in Richtung »Drücken« untersucht, wobei der Seitenruderausschlag im Sinne des Trudelns beibehalten wurde. Es wurde festgestellt, daß das Flugzeug bei ungefähr gleicher Lage wie vorher sofort schneller trudelte.

Die Versuche mit dem »Bristol-Fighter« steuerten einen wichtigen Teil zu der Entwicklung der Theorie der Trudelbewegung bei, zumal sie im wesentlichen dem Studium der Momente um die Hochachse dienten. Früher hatte man dazu geneigt, das gefährliche Trudeln ungewöhnlichen Eigenschaften der Momente um die Querachse zuzuschreiben, die Tatsache aber, daß ein Ruderausschlag in Richtung »Drücken« während des Trudelns die Trudelbewegung lediglich schneller macht, betont nachdrücklich, wie wichtig ein wirksames Seitenruder ist, da es das geeignetste Mittel zum Herauskommen des Flugzeuges aus dem Trudeln darstellt.

Diese Feststellung wurde durch einen anderen Versuch mit einem Einsitzer erhärtet, von dem bekannt war, daß er gefährlich trudelt. Dieser Versuch ist geschichtlich insofern, als hierbei zum erstmaligen Aufzeichnungen eines wirklich gefährlichen flachen Trudelns gemacht werden konnten. Der Vortragende beobachtete ein sehr sauberes und beständiges Trudeln (very galant gentleman spin) von über 30 Umdrehungen, ehe er die Ruderausschläge zum Zweck des Herauskommens änderte. Das Flugzeug trudelte jedoch unverändert weiter und fiel dabei um 1500 m, bis es dann plötzlich herauskam. An dem Flugzeug war bemerkenswert, daß es einen kurzen, dicken Rumpf von angenähert kreisrundem Querschnitt hatte, und daß das Seitenruder vollständig oberhalb des Höhenleitwerks angeordnet war. Im Windkanal wurde festgestellt, daß ein solcher Rumpf bei einer dem flachen Trudeln

entsprechenden Drehung nur einen sehr kleinen Widerstand um die Hochachse bietet und daß das Seitenruder in der obengenannten Anordnung besonders unwirksam ist. Eine starke Vergrößerung der Dämpfung konnte dadurch erreicht werden, daß das Höhenleitwerk oberhalb dem Seitenruder angeordnet und der Rumpf vertieft wurde (s. Abb. 5). Die Flugversuche wurden dann mit dem geänderten Flugzeug in der gleichen Weise fortgesetzt. Die gefährlichen Trudeleigenschaften waren nun vollständig verschwunden. Das Herauskommen aus der längsten Trudelbewegung konnte schon nach einem Höhenverlust von rd. 180 m anstatt vorher schätzungsweise 1800 m erreicht werden. Gleichzeitig konnten die ungewöhnlich guten Eigenschaften des Musters im Normalflug nicht allein erhalten, sondern sogar verbessert werden.

Der ursprüngliche Entwurf wurde nach den bisher üblichen Erfahrungen auch dahingehend geändert, daß der Rumpf verlängert und Seitenflosse und Seitenruder vergrößert wurden. Es wurden dann ähnliche Flugversuche ausgeführt, um den Einfluß dieser beiden verschiedenen Änderungsmaßnahmen zur Verbesserung der Trudeleigenschaften zu vergleichen. Es stellte sich jedoch heraus, daß von allen Maßnahmen das Höhersetzen des Höhenleitwerks am wirksamsten war. Vergleiche der drei Leitwerksanordnungen (Abb. 5) zeigen die Verbesserung der Wirksamkeit von Seitenruder und Seitenflosse, die durch Höherverlegen des Höhenleitwerks erzielt werden konnte.

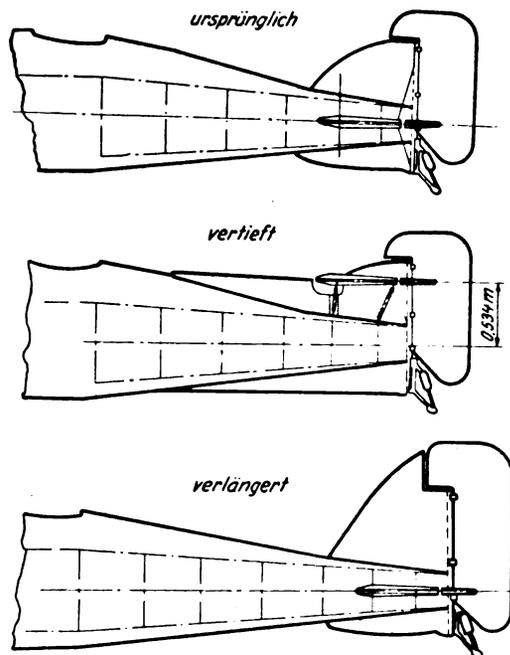


Abb. 5. Rumpffende eines Einsitzers.

Die Versuche in ihrer Gesamtheit stellen einen entscheidenden Schritt vorwärts zur restlosen Erforschung der Trudelbewegung dar, denn sie verschaffen uns ein in jeder Weise verlässliches Verfahren, um das Eintreten von Flachtrudeln zu verhindern.

5. Windkanalversuche mit gefesselten Modellen.

Während der letzten 4 Jahre wurde das Trudeln in den Windkanälen des NPL¹⁾ studiert. Es ergaben sich dabei eine Menge wertvoller Aufschlüsse. Um die wichtigsten Einflußgrößen des Problems zu ergründen und damit überhaupt erst einmal eine Grundlage für theoretische Arbeiten zu gewinnen, waren umfangreiche Vorarbeiten nötig. In den letzten Jahren wurden bestimmte Teilgebiete des Problems systematisch untersucht; die wichtigsten Ergebnisse sollen in folgenden kurz dargelegt werden. Das Trudelgleichgewicht ist nach den vorhergehenden Erörterungen in erster Linie

¹⁾ National Physical Laboratory.

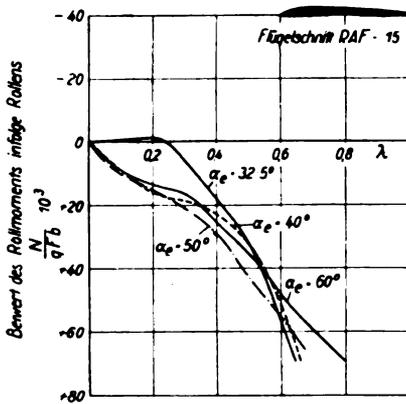


Abb. 6. Rollmoment infolge Rollens für RAF 15-Eindecker.

vom Gleichgewicht der Momente um die Hochachse (Giermomente) abhängig, weshalb sich die Untersuchungen hauptsächlich mit dieser Frage beschäftigen. Die Vorrichtung, welche für die meisten Versuche benutzt wurde, bestand aus einer »Rollwaage«, mit deren Hilfe die Roll- und Giermomente gemessen wurden, welche am Modell auftreten, wenn dieses im Windkanal um eine durch den Schwerpunkt gehende Achse gedreht wird. Die Modellflügel wurden, wie üblich, senkrecht zur Drehachse angeordnet, so daß kein Seitenrutsch vorhanden war. In letzter Zeit wurde jedoch die Vorrichtung so weit fortentwickelt, daß das Modell auch außerhalb der Drehachse in jeder gewünschten Lage anbracht werden kann, um auf diese Weise die Trudelbewegung vollständig richtig darzustellen.

Drei Beispiele für die von den Flügeln beim Trudeln herührenden Rollmomente zeigen Abb. 6 und 7, gemessen an einem Eindecker und an zwei Doppeldeckern von 0° und 30° Staffelfung.

Die bemerkenswerteste Tatsache ist, daß der Eindeckerflügel immer ein positives, also dämpfendes Rollmoment ergibt, während die Kurven für den ungestaffelten Doppeldecker in der Hauptsache oberhalb der Abszisse liegen. Der Doppeldecker mit 30° Staffelfung hat ähnliche Eigenschaften wie der Eindecker, ausgenommen die Anstellwinkel oberhalb 50°. Ein Vergleich der drei Modelle ist noch besser an Hand von Abb. 8 möglich, die zeigt, daß die Kurven für den

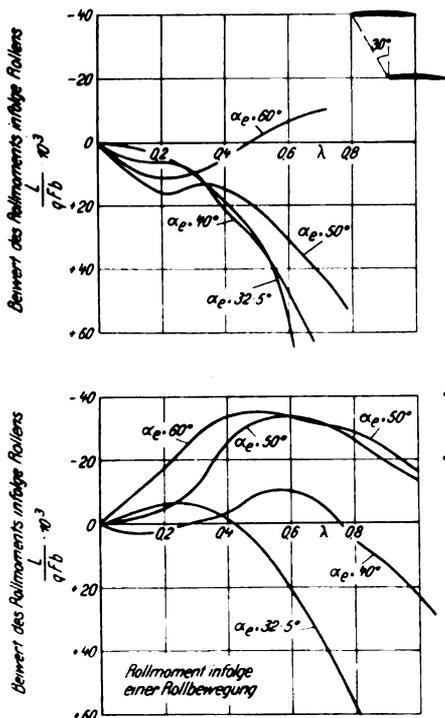


Abb. 7. Rollmoment infolge Rollens für RAF 15-Doppeldecker.

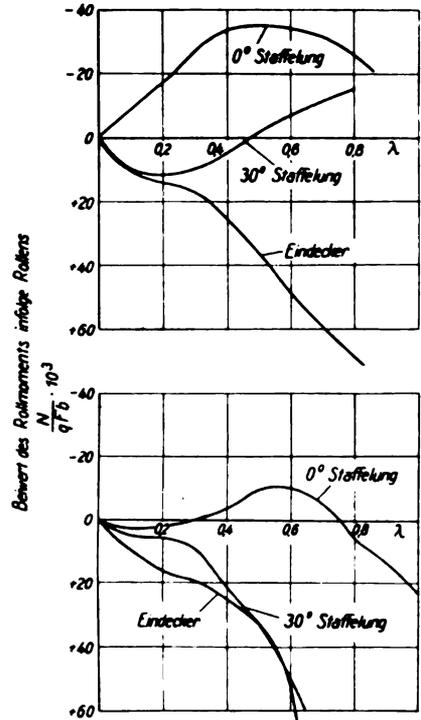


Abb. 8. Vergleich der Rollmomente infolge Rollens für Ein- und Doppeldecker.

ungestaffelten Doppeldecker erheblich über den beiden anderen liegen. Diese Ergebnisse wurden bei Rollbewegungen des Modells um eine durch seinen Schwerpunkt gehende Achse gefunden, so daß kein Seitenrutsch vorhanden war. Ein Bild davon, wie einige Grade Seitenrutsch die Rollmomente beim Trudeln weitgehend ändern, gibt Abb. 9. Sie zeigt die am Modell eines Bristol-Fighter mit und ohne Seitenrutsch gemessenen Kurven. Man sieht, daß Seitenrutsch von $\pm 10^\circ$ ausreicht, um das Rollmoment infolge der Drehung bei jeder Art von Trudeln aufzuheben. Weiter zeigt sich, daß für das Gleichgewicht des Eindeckers Seitenrutsch nach außen erforderlich ist, während der ungestaffelte Doppeldecker im allgemeinen Seitenrutsch nach innen benötigt. Der für das Gleichgewicht der Rollmomente erforderliche Seitenrutsch wird im allgemeinen kleiner sein, als an sich für das aerodynamische Gleichgewicht nötig ist, weil noch ein Zentrifugal-Rollmoment $(J_y - J_x) \omega_x \omega_y$ auftritt, welches im allgemeinen das Moment infolge Seitenrutsches zu verstärken sucht. Aus den vorhergehenden Betrachtungen folgt, daß bei einem Eindecker oder stark gestaffelten Doppeldecker ein Trudeln mit Hängen nach außen erwartet werden kann, während ein ungestaffelter Doppeldecker im allgemeinen merklich nach innen hängen wird. Das ist auch durch Flugversuche nachgewiesen. Die Bedeutung dieser Tatsache wird klar, wenn wir das Vorzeichen des Zentrifugal-Giermoments betrachten. Ist

$$(J_x - J_y) \text{ positiv}$$

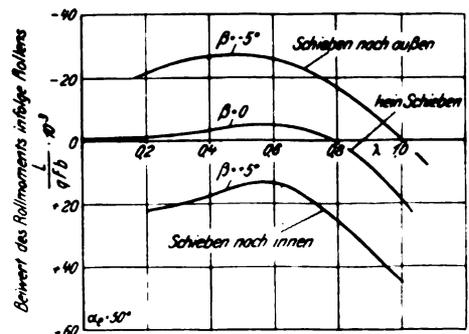


Abb. 9. Einfluß seitlichen Schiebens auf das Rollmoment bei einem Bristol-Fighter mit 18° Staffelfung.

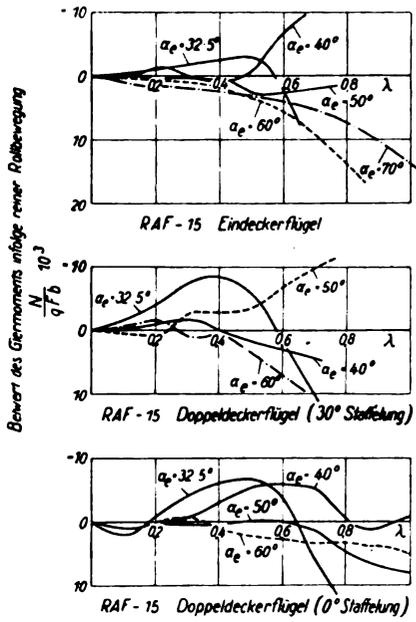


Abb. 10. Giermoment infolge reiner Rollbewegung.

(das gilt, wenn die Lasten hauptsächlich in den Flügeln mitgeführt werden), so wird das Fehlen einer Staffelung zu einem Zentrifugalmoment in Richtung des Trudeln führen, während bei einem Eindecker das entsprechende Moment dem Trudeln entgegenwirkt. Ist entsprechend ($J_x - J_y$) negativ und groß, wie es oft bei einmotorigen Doppeldeckern der Fall ist, so kann große Staffelung nachteilig sein. Ein Eindecker mit dieser Massenverteilung wird besonders zum Flachtrudeln neigen, wenn die aerodynamischen Eigenschaften des Rumpfes mit Leitwerk ungenügend sind.

Es stehen heute viele Ergebnisse aus Windkanalmessungen über die Luftkraftmomente um die Hochachse (Giermomente) beim Trudeln zur Verfügung. Wir betrachten in üblicher Weise die Momente herrührend:

- a) von den Flügeln,
- b) vom Rumpf,
- c) von Seitenflosse und Ruder,
- d) vom Seitenrutsch.

a) Das Giermoment von den Flügeln her schwankt regellos zwischen $\pm 20 \cdot 10^{-3}$, gemessen in den üblichen Einheiten ($\frac{\text{Moment}}{qFb}$), wobei ein Wert von etwa $10 \cdot 10^{-3}$ der vollen Seiten-

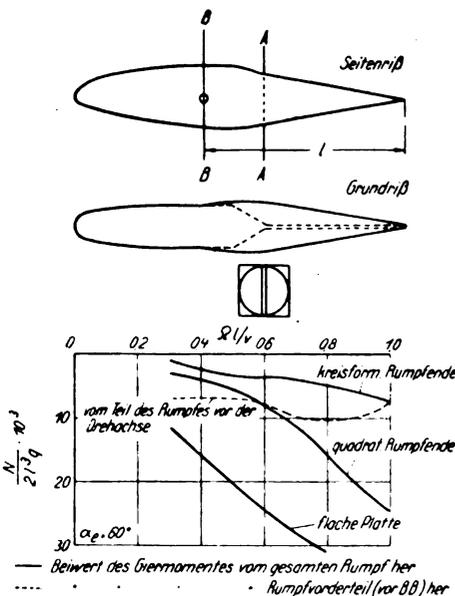


Abb. 11. Giermoment, hervorgerufen durch einen Rumpf mit zugespitztem Profil.

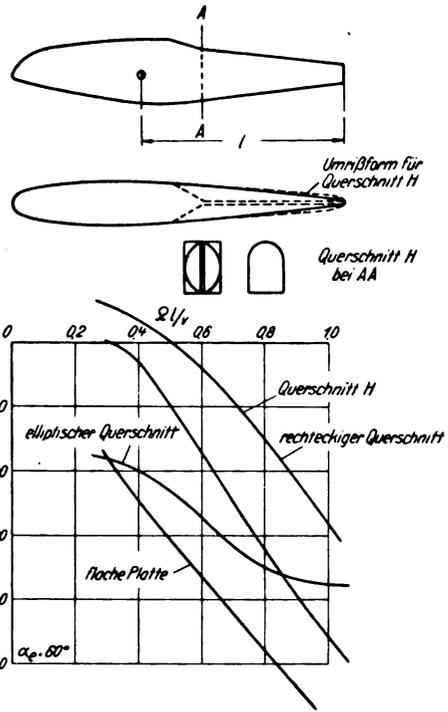


Abb. 12. Giermoment, hervorgerufen durch einen Rumpf mittlerer Tiefe.

runderkraft im Normalfluge entspricht. Werte für das infolge der Drehung hervorgerufene Giermoment beim Eindecker und Doppeldecker von 0° bzw. 30° Staffelung sind in Abb. 10 aufgetragen. Über diesen Punkt können wir bis heute noch keine allgemein gültigen Aussagen machen. Wir können auch nicht voraussagen, welche Tragwerk-anordnungen ungewöhnlich hohe Giermomente hervorbringen werden. Doch kann man mit ausreichender Sicherheit sagen, daß keine Flügelanordnung ein Giermoment hervorbringen wird, welche nicht durch ein wirksames Leitwerk unter den Bedingungen des flachen Trudeln ausgeglichen werden könnte.

b) Giermoment vom Rumpf her. In letzter Zeit stellte sich heraus, daß das Giermoment vom Rumpf her beim Trudeln nicht nur vom Längsprofil, sondern auch vom jeweils vorhandenen Rumpfquerschnitt abhängt. Das zeigen Abb. 11, 12, 13, welche das durch Drehung hervorgerufene Giermoment für drei Rumpftiefen und drei verschiedene Rumpfquerschnitte zeigen, und zwar flache Platte, rechteckigen und elliptischen Rumpfquerschnitt. Im Falle des zugespitzten Längsprofils Abb. 11 wurden die beiden letzteren quadratisch bzw. kreisförmig. Der Vorderteil des untersuchten Rumpfes bekam eine etwas merkwürdige Form, weil man hier ein schon vorhandenes Meßgerät unterbringen mußte, doch dürfte das kaum die Bedeutung und Vergleichbarkeit der Ergebnisse schmälern. Die gestrichelte Kurve (Abb. 11) gibt das Moment, hervorgerufen von dem vor der Drehachse liegenden Teil des Rumpfes, die ausgezogenen Kurven geben das Moment, hervorgerufen vom gesamten Rumpf. Man sieht, daß das zugespitzte Rumpfende von kreisförmigem Querschnitt das von dem Rumpfvorderteil herrührende Moment verkleinert. Die Unwirksamkeit eines Rumpfes von kreisförmigem Querschnitt beim Trudeln erklärt ohne Zweifel bei vielen Flugzeugen die Neigung zum Flachtrudeln. Abb. 12 gibt Momente für Rumpfe üblicher Profilform. Die augenfälligsten Ergebnisse sind die großen von elliptischen Rumpfen herrührenden Momente, besonders bei kleinerer Winkelgeschwindigkeit, ferner die Unwirksamkeit des im allgemeinen benutzten Rumpfquerschnittes »H«. Abb. 13 zeigt die großen Dämpfungsmomente, die bei Benutzung eines tiefen Rumpfes erhalten werden können, sie erweist wiederum die Überlegenheit des elliptischen Rumpfquerschnittes.

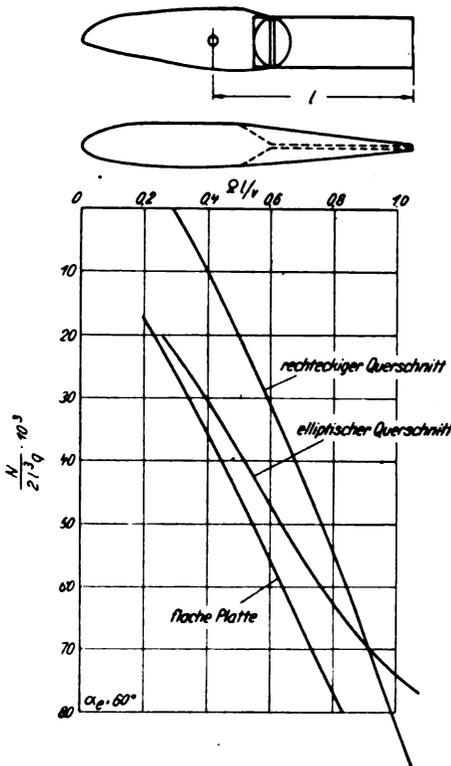


Abb. 13. Giermoment, hervorgerufen durch einen Rumpf mit tiefem Profil.

c) Giermoment, hervorgerufen von Seitenflosse und Ruder. Es liegen heute genügend Beweise dafür vor, daß Seitenflosse und -ruder von Flugzeugen üblicher Bauart beim Trudeln infolge der Abschirmung des Leitwerks unwirksam werden. Abb. 14 zeigt das von Seitenflosse und -ruder hervorgerufene Giermoment eines Seeflugzeuges, von dem bekannt war, daß es nicht aus dem Trudeln herauskam. Man erkennt, daß das Seitenruder in gewöhnlicher Formgebung keinerlei Moment entgegen dem Drehsinn der Trudelbewegung aufzubringen vermochte, ausgenommen bei hohen Winkelgeschwindigkeiten. Andererseits wurde das Seitenruder ausreichend wirksam, sobald das Höhenleitwerk entweder ganz beseitigt, nach rückwärts oder höher verlegt wurde. Es ist bemerkenswert, daß das Höhersetzen des Höhenleitwerks bis über das Seitenruder die Seitenrudervirkung mehr verbesserte als vollständige Entfernung des Höhenleitwerks.

d) Giermoment infolge seitlichen Schiebens. Das Giermoment infolge seitlichen Schiebens des Flugzeuges wurde an zwei vollständigen Modellen gemessen. Es ist kleiner als $10 \cdot 10^{-3}$, sofern das seitliche Schieben nicht ungewöhnlich groß ist, und kann sowohl positives als auch negatives Vorzeichen haben.

Diese Beispiele zeigen, daß geeignete Gestaltung des Flugzeugrumpfes das beste Mittel zur Unterbindung des Gleichgewichts beim Flachtrudeln ist. Keine andere Maß-

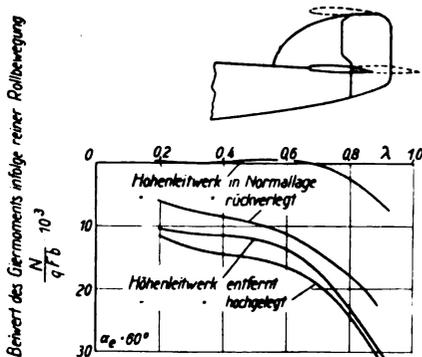


Abb. 14. Giermoment, hervorgerufen durch Seitenruder und -flosse bei Seitenruderausschlag für Herauskommen aus dem Trudeln.

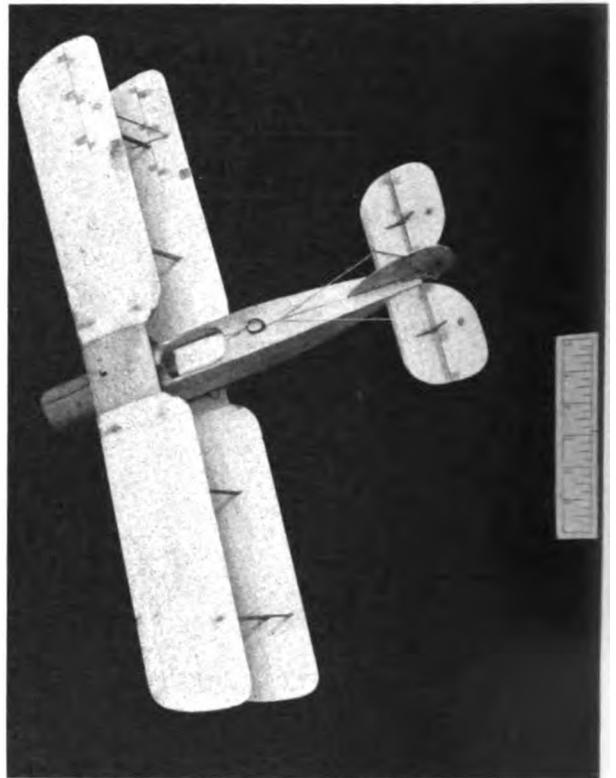


Abb. 15. Bristol-Fighter-Trudelmodell (Maßstab 1:20).

nahme kann die Vorteile eines ausreichend wirksamen Rumpfes mit Leitwerk aufwiegen, obgleich das Zentrifugal-Giermoment bei einem zweimotorigen Doppeldecker mit verhältnismäßig geringer Staffelung einen Wert von $25 \cdot 10^{-3}$ erreichen kann.

6. Versuche an freien Modellen.

Obleich der Versuch an gefesselten Modellen wesentlich zum Aufbau der Theorie des Trudeln beigetragen hat, hat er offensichtlich seine Grenzen. Erstens ist die Lage des Modells unvermeidlich vorbestimmt, so daß die Untersuchung einer großen Zahl möglicher Bedingungen nötig ist, um festzustellen, wie ein vorgegebenes Flugzeug trudeln wird. Darüber hinaus ist es nicht möglich, eine endgültige Antwort auf die Frage zu geben, ob ein bestimmtes Flugzeug ohne Anstände aus dem Trudeln herauskommen wird, obgleich die aus solchen Versuchen erhaltenen Daten uns sehr dienlich sind, da sie angeben, wie man das gefährliche Flachtrudeln vermeiden kann. Denn die Bewegung beim Herauskommen aus dem Trudeln hat sich der einfachen mathematischen Untersuchung unzugänglich erwiesen. Diese Unzugänglichkeit wurde durch ein geändertes Versuchsverfahren beseitigt, bei dem ein Modell in allen Einzelheiten nachgebildet wurde, um Trudeln im freien Flug nachzuahmen.

Die Möglichkeit, ein dynamisch ähnliches Flugzeugmodell zu bauen und für die Untersuchung des Trudeln zu verwenden, wurde zuerst in Amerika vor einigen Jahren benutzt. Das Verfahren wurde jedoch wieder aufgegeben, bevor seine Möglichkeiten voll erkannt waren; über die Ergebnisse wurde nur wenig veröffentlicht. Ähnliche Versuche wurden dann in England gemacht. Es zeigte sich, daß ein Modell mit der richtigen Massenverteilung aus Balsaholz angefertigt werden konnte, falls es in geeigneter Weise mit Blei belastet war (s. Abb. 15). Bei den früheren Versuchen wurde das Modell in der Nähe des Daches einer Luftschiffhalle in Farnborough gestartet und konnte frei bis zum Erdboden heruntertrudeln, wo es durch ein Netz aufgefangen wurde. Einzelheiten der Bewegung konnten entweder durch unmittelbare Beobachtung oder genauer mittels einer rasch laufenden Filmkammer erhalten werden. Die Ruder des

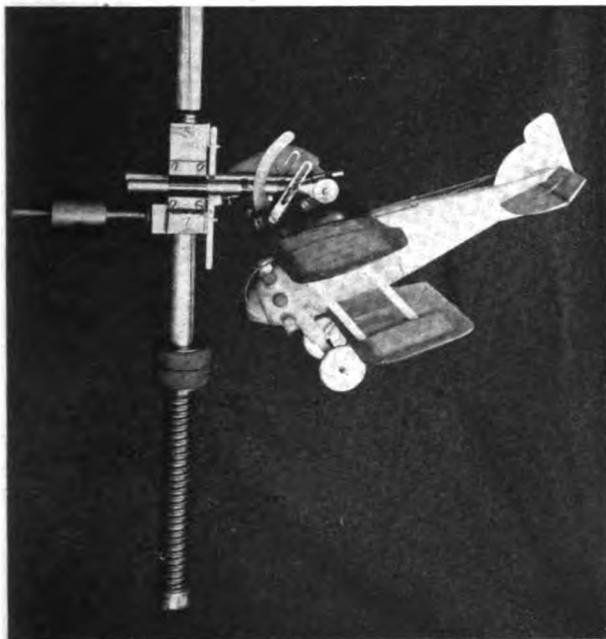


Abb. 16. Meßeinrichtung für ein Trudelmodell.

Modells waren beweglich und wurden in einigen Fällen durch einen Verzögerungsmechanismus so betätigt, daß das Modell einige Sekunden nach dem Startbeginn aus dem Trudeln herauszukommen versuchte. Bei den ersten Versuchen wurde das Trudeln aus einem überzogenen Gleitflug eingeleitet und konnte sich natürlich entwickeln, doch erwies es sich als vorteilhaft, das Modell trudelnd zu starten, um bei der verfügbaren Höhe eine größere Zahl von Umdrehungen zu erhalten. Das Gerät zum Starten des Modells in Trudellage ist in Abb. 16 gezeigt. Die Versuche litten jedoch stets an den gleichen Schwächen wie die Flugversuche: es war unmöglich, ein genügend langes Trudeln zu erhalten, um sicher zu sein, daß stationäre Bedingungen erreicht worden waren; zudem war es schwer, in einem kurzen Zeitraum befriedigende Beobachtungsergebnisse am raschtrudelnden Modell zu erhalten. Die Versuche mußten abgeschlossen werden, als die Luftschiffhalle Ende 1930 zerstört wurde; doch lagen schon ermutigende Ergebnisse vor. Es hatte sich gezeigt, daß Balsaholz-Modelle von 0,6 m Spannweite qualitativ

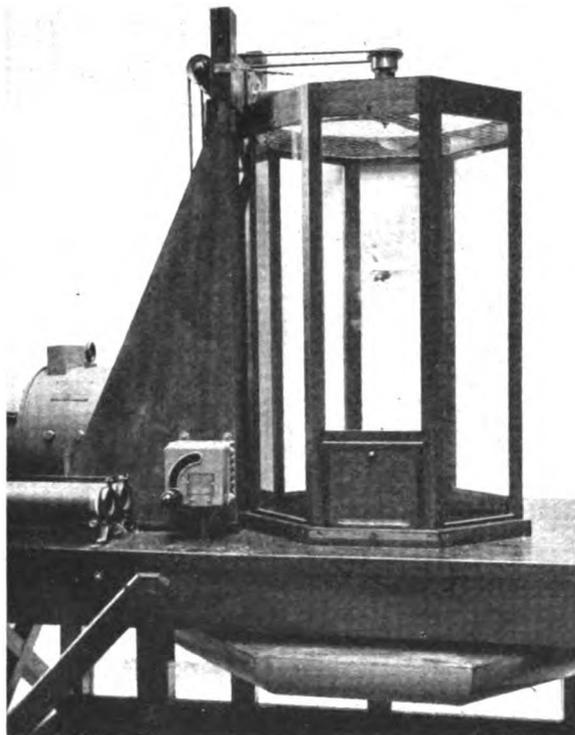


Abb. 17. Modell eines Freitrudelkanals.

genau das Verhalten ausgeführter Flugzeuge wiedergeben, und daß weiterhin die Versuche viel schneller und billiger als auf jede andere Weise ausgeführt werden konnten.

Man beschloß daher, die Möglichkeit der Fortsetzung der Versuche in einem vertikalen Windkanal zu untersuchen. Dies erschien ein gewagtes Unterfangen zu sein und mancherlei Zweifel wurden laut, ob das Modell nicht sofort in Berührung mit den Windkanalwänden kommen würde. Doch wurden die Bedenken durch die Erfolge mit einem Kanal, welcher von R. Mc. Kinnon Wood entworfen worden war, zerstreut (s. Abb. 17). Es zeigte sich, daß das Trudeln eines kleinen Modells oft beliebig lang ausgedehnt werden konnte. Der Grund für diese angenehme Erscheinung ist heute noch Gegenstand nachdenklicher Betrachtungen. Der Windkanal war nur roh durchgebildet, und zwar mehr in Hinsicht auf Einfachheit der Bauart als auf aerodynamische Wirksamkeit. Da die 0,6 m-Modelle nur eine Windgeschwindigkeit von etwa 9 m/s erforderten, um in der Schwebe gehalten zu werden, so würde selbst die für einen großen Windkanal in jedem Fall erforderliche Leistung relativ klein sein.

Da diese Modellversuche zufriedenstellend ausgefallen waren, wurde der Bau eines größeren vertikalen Windkanals nach den gleichen Richtlinien begonnen; er war Ende 1931 beendet. Dieser Kanal hat 3,6 m Dmr. und ist 9 m hoch (Abb. 18). Die Leistung wird von einem 50 pferdigen Elektromotor aufgebracht, der eine 4 flügelige, über dem Kanal liegende Luftschraube direkt antreibt. Die maximale Windgeschwindigkeit beträgt 10,7 m/s. Der Kanal machte weniger Schwierigkeiten als die Anfertigung der Modelle. Modelle bis zu 0,6 m Spannweite ließen sich ohne Schwierigkeiten beliebig lange trudeln²⁾.

²⁾ Die Technik des Arbeitens im Trudelwindkanal wurde nach dem Vortrage in einem Film gezeigt, der zum Schluß der Arbeit kurz beschrieben wird.

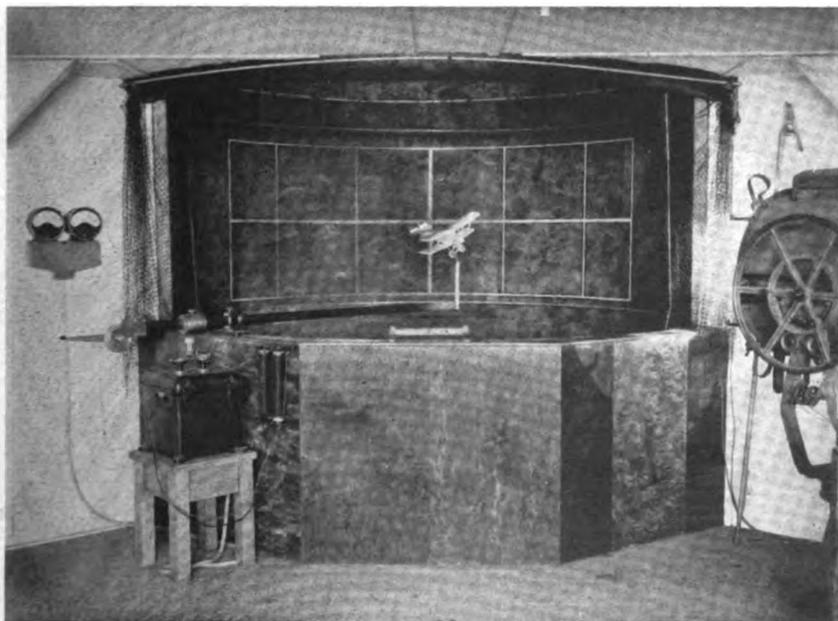


Abb. 18. Freitrudelkanal, vom Bedienungsraum aus gesehen.

Der Versuch mit freifliegenden Modellen wurde in der Hauptsache benutzt, um neue Entwürfe im voraus zu untersuchen. Jedoch gewann man im Verlauf der Arbeiten mancherlei Erkenntnisse allgemeiner Natur, so daß, abgesehen von ihrem direkten Wert für den Konstrukteur, diese dazu gedient haben, andere Seiten des Forschungsgebietes zu beleuchten.

Bei der Abschätzung der Trudeleigenschaften neuer Entwürfe war es nötig, eine Anzahl von Faktoren zu berücksichtigen, die die Genauigkeit der Ergebnisse verfälschen konnten. Zunächst war das Flugzeug noch besser in seinen Einzelheiten nachzubilden. Abb. 19 zeigt ein kürzlich gebautes Modell, welches mit Townendring, Flügelendschlitz, Luftschraube auf Kugellagern und mit allen außen tatsächlich vorhandenen Anschlüssen versehen ist, die möglicherweise einen Einfluß auf sein Verhalten im Trudeln haben konnten. Um Irrtümer bei der berechneten Massenverteilung auszuschließen, wurden Versuche mit dem Modell bei verschiedenen Lastverteilungen gemacht. Die Lastverteilung wurde durch zusätzliche Anbringung kleiner Gewichte an den Flügeln und am Rumpfe erreicht. Ferner konnte die Lage des Schwerpunktes mittels eines im Rumpffinneren verschiebbaren Gewichts verändert werden.



Abb. 19. Modell für eingehende Trudeluntersuchungen. (Maßstab 1:24).

Getrennt von der Frage der geometrisch und auch dynamisch genauen Wiedergabe des Flugzeugs bleibt die Frage des aerodynamischen Maßstabseinflusses bestehen. Selbst der optimistische Forscher wird kaum eine genaue Übereinstimmung im Verhalten eines Modells von 1/20 normaler Größe und eines wirklichen Flugzeugs erwarten, das bei einer etwa 100mal größeren Reynoldsschen Zahl fliegt. Eine Reihe früherer Versuche im Trudelwindkanal dienten dazu, Erfahrungen in dieser Richtung zu sammeln und führten zu dem Schluß, daß die Modelle sich meistens günstiger verhalten als die entsprechenden wirklichen Flugzeuge. Daher wurde eine Technik entwickelt, um ein bekanntes Giermoment auf das Modell im Sinne des Trudeln einwirken zu lassen, und zwar mit Hilfe eines kleinen Flügels, welcher mittels eines Drahtes an dem inneren Flügelende befestigt war. Ein willkürlicher Wert des Moments von $10 \cdot 10^{-3}$ der oben definierten Einheiten wird jetzt als der Betrag angesehen, welcher einen ausreichenden Spielraum an Sicherheit wegen der Möglichkeit des Maßstabseinflusses gewährleistet. Nur die Erfahrung kann zeigen, ob dieses Moment groß genug ist, damit sich das Modell dem wirklichen Flugzeug entsprechend verhält. Das günstigste Verfahren bestand darin, die Zeit zum Herauskommen bei allmählich vergrößerten Zusatzmomenten zu messen. Werden die Zeiten über den entsprechenden Momenten aufgetragen, so gibt diese Kurve eine weit bessere Vorstellung der Trudelsicherheit eines Flugzeugentwurfes als sie ein einzelner Versuch geben kann.

Ein Beispiel hierfür gibt Abb. 20, wobei auch die Frage des Maßstabseinflusses beleuchtet wird; die Kurve ergab sich aus Versuchen mit dem Modell eines Flugzeuges, das

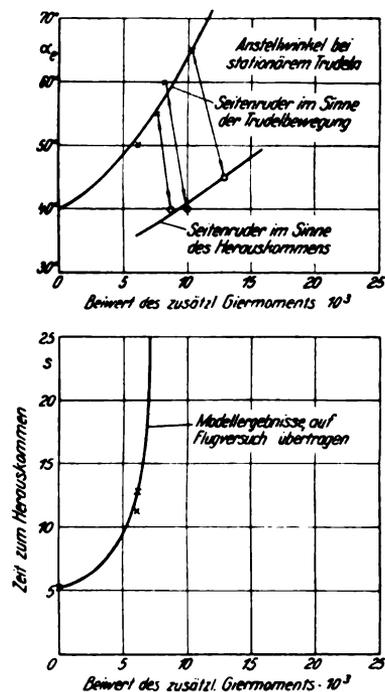


Abb. 20. Einfluß eines zwecks Berücksichtigung des Kennwertinflusses zusätzlich aufgebracht Giermomentes auf Trudelmovement und Herauskommen.

in Flachtrudeln übergegangen war, aus dem es nicht herausgebracht werden konnte. Der Führer hatte sich durch Fallschirmabsprung gerettet und berichtete, daß er die Ruder richtig, aber ohne jeden Erfolg benutzt habe. Das Modell erhielt eine dem wirklichen Flugzeug entsprechende Lastverteilung, nur wurde der Schwerpunkt ein wenig weiter nach hinten verlegt, und das Trägheitsmoment um die x-Achse wurde um 20 vH vergrößert. Diese Maßnahme wurde bei entsprechenden Versuchen stets angewandt. Aus Abb. 20 erkennt man, daß das Modell rasch aus dem Trudeln herauskam, wenn man vom Maßstabseinfluß absah, jedoch nicht aus dem Trudeln herauskam, wenn das zusätzliche Giermoment einen Wert von $7 \cdot 10^{-3}$ überschritt. Da das Flugzeug in Wirklichkeit nicht aus dem Trudeln herauskam, so muß der Maßstabseinfluß zwischen ihm und dem Modell mindestens $7 \cdot 10^{-3}$ ausmachen. Er kann größer gewesen

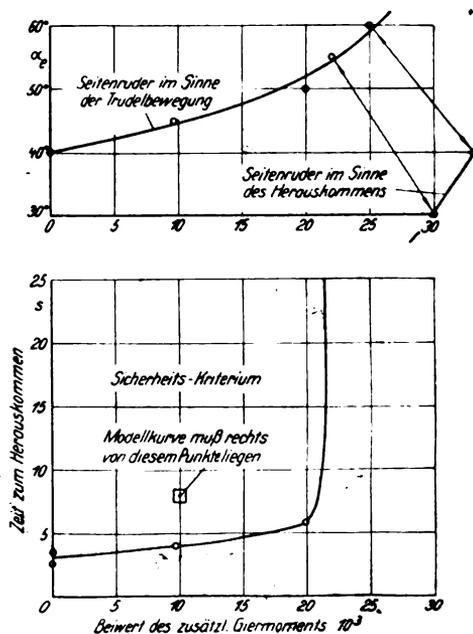


Abb. 21. Flugzeug mit günstigem Trudelnverhalten. Einfluß eines zusätzlichen Giermomentes auf Trudelmovement und Herauskommen.

sein, da nicht bekannt war, ob sich das Flugzeug gerade an der Grenze des gefährlichen Trudelns befand oder nicht.

Abb. 21 gibt ein anderes Beispiel zum gleichen Verfahren, angewandt auf das Modell eines Flugzeugs, dessen befriedigende Trudeleigenschaften bekannt waren. In diesem Fall wurde ein Herauskommen erst unmöglich, wenn ein zusätzliches Giermoment von mehr als $22 \cdot 10^{-3}$ angebracht wurde.

Als Kriterium für die Zulassung einer Neukonstruktion wurde daraufhin festgesetzt, daß das Herauskommen aus dem Trudeln nicht mehr als eine 8 s gleichwertige Zeit erfordern dürfe, wenn an dem Modell, den Anforderungen der Praxis entsprechend, ein zusätzliches Giermoment von $10 \cdot 10^{-3}$ angebracht wird.

Mit anderen Worten: die Kurve der Zeit des Herauskommens, aufgetragen über dem aufgetragenen Zusatzmoment, muß rechts von dem quadratisch eingefassten Punkte in Abb. 21 verlaufen.

Es bleibt noch zu untersuchen, ob sich dieses Kriterium als genügend streng erweist, um alle Mängel im Trudelverhalten voraussehen zu können, da die Mehrzahl der im Windkanal untersuchten Entwürfe noch nicht im Flugversuch geprüft worden sind.

Bis heute wurden gleichartige Versuche mit etwa 20 Modellen neuer Flugzeugmuster gemacht, und aus der Statistik dieser Versuche war es möglich, auf mehrere grundlegende Eigenarten zu stoßen, welche zum gefährlichen Trudeln führen.

Die Ergebnisse stimmten meistens sehr gut mit den allgemeinen Vorstellungen überein, welche bereits aus Versuchen an feststehenden Modellen gewonnen waren.

7. Zusammenfassung der Ergebnisse.

Faßt man die Ergebnisse der Versuche nach den drei verschiedenen Verfahren zusammen, so ergeben sich folgende Tatsachen:

1. **Schwerpunktlage.** Die Mehrzahl der im Trudelkanal untersuchten Modelle trudelten gefährlich, wenn der Schwerpunkt nach hinten verlegt wurde. Es war bemerkenswert, daß Entwürfe mit Schwerpunktlagen von 0,30 meist unbefriedigende Ergebnisse lieferten, während Flugzeuge mit Schwerpunktlagen um rd. 0,25 befriedigendes Trudelverhalten zeigten. Ausnahmen zu dieser Regel bildeten zwei stark gestaffelte Doppeldecker und ein Eindecker, wobei in jedem Fall der Wert von $J_x - J_y$ negativ und groß war. In diesen Fällen dauerte das Herauskommen länger, wenn der Schwerpunkt nach vorn verlegt wurde.

2. **Trägheitsmomente.** Bei Anwendung von Zusatzgewichten an den Flügeln von Doppeldeckern mit weniger als 30 vH Staffelung, und am Rumpf von Eindeckern und sehr stark gestaffelten Doppeldeckern gestaltete sich das Herauskommen schwieriger. Jedoch konnte an einem Doppeldecker mit geringer Staffelung, bei welchem die Flügelgewichte besonders groß waren, und zwar wegen der Anwesenheit von Motoren, Benzinbehältern usw., keine Verbesserung durch Verteilung der übrigen verbleibenden Massen längs des Rumpfes erreicht werden.

3. Der weitaus beste Weg, um gefährliche Trudeleigenschaften zu verhindern, besteht in der Anwendung eines langen und tiefen Rumpfes. Der Querschnitt sollte entweder elliptisch oder rechtwinklig sein. Kreisförmige Querschnittsformen sollten vermieden werden, ebenfalls solche mit flachem Boden und abgerundeter Oberseite.

4. Das Seitenruder, welches als das wirksamste Mittel zum Herauskommen anzusehen ist, sollte sich nicht unmittelbar oberhalb oder dicht hinter dem Höhenleitwerk befinden.

Wenn die genannten konstruktiven Maßnahmen durchgeführt werden, kann man gute Trudeleigenschaften erwarten. Doch besteht in allen Fällen, in denen das Seitenruder nicht vollständig dem Einfluß des Höhenleitwerks entzogen ist, eine Ungewißheit, welche am besten durch einen direkten Versuch mit freifliegendem Modell behoben werden kann.

8. Beschreibung des Trudelfilms.

Zunächst wurde der kleine, dann der große Trudelwindkanal gezeigt. Die Trudelmodelle haben $1/15$ und $1/25$ der normalen Größe und sind aus Balsaholz angefertigt. Der hintere Teil des Rumpfes — etwa von der Flügelhinterkante ab — ist auswechselbar. Die Modelle werden in kleinen Gerüsten aufbewahrt, um Verwerfen zu verhindern. Sie waren genau um die Achse ausgewogen. Ein Bild zeigt das Schaukeln um die Querachse. Die Trägheitsmomente wurden durch Schwingungsversuche in Wasserstoff ermittelt. Einige Bilder zeigten Kipp- bzw. Gierschwingungen, letztere bei bifilarer Aufhängung. Zum Start wurden die Modelle in Trudelhaltung auf einen senkrechten Stab aufgesetzt, von dem sie sich nach oben abhoben. Der Stab war am Ende eines waagerechten Schwenkhebels befestigt, der um eine senkrechte Achse in die Mitte des Windkanals eingeschwenkt werden konnte. Nach dem Abheben des Modells wurde dieser Hebel rasch wieder zurückgenommen. Besonders auffallend war die Tatsache, daß die Trudelmodelle, wie schon im Vortrag selbst erwähnt wurde, offenbar keine Neigung zeigten, mit der Wand des Kanals in Berührung zu kommen. Das Trudeln der Modelle wurde bei $1/4$ der wirklichen bzw. der wirklichen Umdrehungszahl des Flugversuches gezeigt. Es war deutlich erkennbar, daß das Höherverlegen der Höhenflosse steileres Trudeln und leichteres Herauskommen sichert. Durch ein ablaufendes Schnappfederwerk wird das Leitwerk während des Trudelns zum Herauskommen verstellt. Gleichzeitig wird die Verstellung des Leitwerkes durch ein kleines herausfliegendes weißes Signal angezeigt. Das Herauskommen geschah meistens in Form eines nahezu senkrechten Sturzfluges auf den Boden des Kanals zu. Ein schwanzloses Flugzeugmodell (Pterodactyl, Fledermaustyp) zeigte ein von den normalen Flugzeugmodellen völlig abweichendes Trudelverhalten. Es drehte sich gleichmäßig langsam mit großem Radius um die Trudelachse, wobei Rücken des Modells und Schraube dauernd der Trudelachse zugewendet waren. Die Modelle wurden nach Beendigung des Versuches entweder mit einem Netz abgefangen oder vom Boden des Trudelwindkanals mit einem Zangengreifer, dessen Zange vom Handgriff aus verstellbar war, heraufgeholt.

Über die Wirkung der Coriolisbeschleunigungen auf das Labyrinth beim Trudeln eines Motorflugzeuges.

Von H. von Diringshofen.

Vortrag, gehalten auf der Tagung der Berliner Physiologischen Gesellschaft am 22. Juni 1934.

Die vorangehende Arbeit von Stephens, die die Dynamik des Trudeln behandelt, findet im folgenden eine Ergänzung nach der sinnesphysiologischen Seite hin. Die Beurteilung der Flugzeugbewegung durch den Piloten kann beim Trudeln durch Scheinbewegungsempfindungen infolge von Kopfbewegungen leicht eine Beeinträchtigung erfahren. Der Verfasser beschreibt zunächst Art und Ursachen der auftretenden Sinnes-täuschungen und untersucht dann, ob und inwieweit sie Anlaß zu Flugunfällen sein können.

Gliederung.

1. Scheinbewegungsempfindungen und ihre physikalischen und physiologischen Grundlagen.
2. Die Untersuchungen des Verfassers und ihre Ergebnisse.
3. Zusammenfassung.

1. Scheinbewegungsempfindungen und ihre physikalischen und physiologischen Grundlagen.

Werden auf einer sich mit gleichförmiger Winkelgeschwindigkeit drehenden Scheibe Körper dem Drehmittelpunkt genähert oder von diesem entfernt, so wirken auf diese Körper sogenannte »Corioliskräfte« senkrecht zur Bewegungsrichtung ein.

Solche Corioliskräfte sind die Ursache von Scheinbewegungsempfindungen bei Kopfbewegungen während einer Drehung. Sie können besonders eindrucksvoll in einer nach außen völlig verkleideten Drehkammer beobachtet werden.

Diese Scheinbewegungsempfindungen entstehen durch die Wirkung der Corioliskräfte einerseits auf die Otolithen¹⁾, die dabei die Resultierende aus Schwerkraft, Zentrifugalkraft und Corioliskraft sinnesphysiologisch verarbeiten, und andererseits durch ihre Wirkung auf die Bogengänge des Gleichgewichtsapparates im Innenohr, in denen die Strömungsvorgänge bei derartigen Kopfbewegungen anders verlaufen, als es der eigentlichen Kopfdrehung selbst entsprechen würde. Dieses ist die bekannte Ursache der schon von Purkinje²⁾ beschriebenen zur Fallreaktion führenden Scheinbewegungsempfindungen durch Kopfbewegungen während einer Drehung.

Es ist nun bekannt, daß ein hoher Prozentsatz tödlicher Flugzeugunfälle durch Trudeln bedingt ist. Beim Trudeln beträgt die Winkelgeschwindigkeit je nach Flugzeugmuster rd. 1 bis 2 s je Umdrehung, die Drehradien bezogen auf den Kopf der Insassen zwischen 0,5 bis 3 m. Die Zentrifugalbeschleunigung schwankt ebenfalls je nach dem Flugzeugmuster, und zwar liegt sie zwischen dem einfachen bis 3,5fachen der Schwerkraft. Der Rumpf der Flugzeuginsassen liegt beim Trudeln infolge der Längsneigung des Flugzeugs fast waagrecht im Raum.

G. Schubert aus der Schule von Tschermack (Prag) ist der Ansicht, daß die durch Kopfbewegung während der Trudeldrehung infolge von Coriolisbeschleunigungen ausgelöste Labyrinthreizung und Scheinbewegungsempfindung in vielen Fällen als Ursache für diejenigen Unfälle anzusehen ist, bei denen das Trudeln nicht mehr durch die richtigen Steuererschläge beendet werden konnte³⁾. Diese Steuererschläge sind übrigens denkbar einfach und bestehen im Vor-

drücken des Steuerknüppels und Geradestellen des Seitenruders. Ein großer Teil der heutigen Flugzeuge hört schon mit dem Trudeln auf, wenn man sämtliche Steuer losläßt. Das Herausnehmen des Flugzeuges aus dem Trudeln kann leicht mit geschlossenen Augen ausgeführt werden, was der Verfasser mit einem verhältnismäßig schnell trudelnden Flugzeug (Rabb-Katzenstein »Schwalbe«) wiederholt erprobt hat (Trudelgeschwindigkeit rd. 1,3 s je Umdrehung).

Schubert berichtet, daß bei ihm während des Trudeln mit einer Winkelgeschwindigkeit von 1,2 s je Umdrehung und einer Zentrifugalbeschleunigung von schätzungsweise dem 3,5fachen der Erdbeschleunigung schon geringe Kopfbewegungen, wie sie z. B. beim Ablesen eines tief liegenden Höhenmessers nötig werden, genügen, um Sehstörungen in der Art einer Sehfeldverdunklung auszulösen. Dabei betont er, daß er persönlich labyrinthär (im Gleichgewichtsapparat) nur wenig empfindlich ist. Er sieht diese Sehfeldverdunklung als Vorerscheinung einer Ohnmacht an und erklärt diese Sehstörungen mit einer vom Labyrinth dem Gleichgewichtsorgan im Innenohr, ausgelösten Blutdrucksenkung und hierdurch herabgesetzter Durchblutung des Gehirns und der Netzhaut des Auges.

2. Die Untersuchungen des Verfassers und ihre Ergebnisse.

Nachdem wir durch eigene Versuchsflüge mit fortlaufender Registrierung des Blutdrucks, des Herzschlages sowie der Atmung nachweisen konnten, daß beim Fliegen von Steilschrauben mehr als eine halbe Minute andauernde Zentrifugalbeschleunigungen in einer Stärke von mehr als dem Vier-

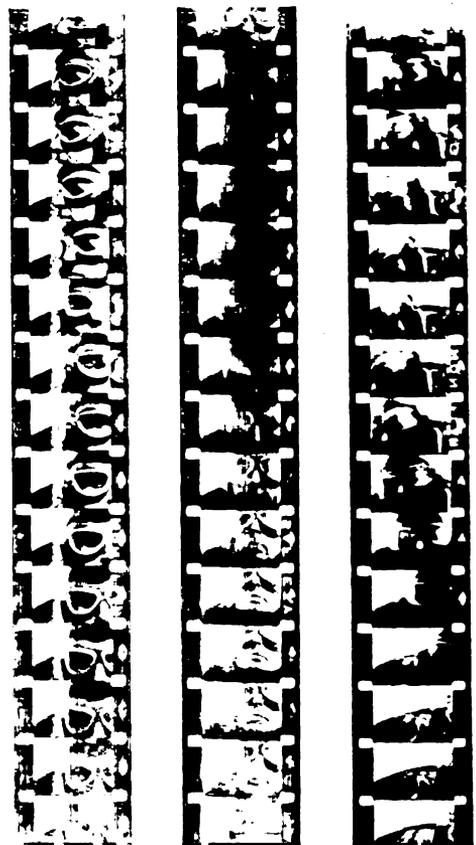


Abb. 1. Reihenbildaufnahme von Kopfbewegungen während des Trudeln. Aufnahme-geschwindigkeit 15 Bilder je s.

¹⁾ Otolithen sind Steinchen im Gleichgewichtsapparat des Innenohrs. Sie liegen auf einer Membran von Sinneszellen und vermitteln die Empfindung für die Richtung der Schwerkraft.

²⁾ J.-E. Mws., Jahrb. d. k. k. österr. Staates 6, 2. St., 79. 1820.

³⁾ G. Schubert, Die physiologischen Auswirkungen der Coriolisbeschleunigungen bei Flugzeugsteuerung. Ztschr. Hals-, Nasen-, Ohrenheilkd. Bd. 30, H. 5, 1932. Die physiologischen Auswirkungen der Coriolisbeschleunigungen beim Motorflug. Med. Kl. 24. Jahrg., Nr. 24, 1930.

fachen der Schwerkraft ohne besondere physische Störungen ausgehalten werden konnten, haben wir uns bemüht, die von Schubert beschriebenen Sehstörungen durch rasche und ausgiebige Kopfbewegungen beim Trudeln zu erzielen.

Trotz zahlreicher Trudelversuche mit verschiedenen Versuchspersonen ist es uns nicht gelungen diese Erscheinungen auszulösen. Die Ausgiebigkeit und Geschwindigkeit unserer Kopfbewegungen geht aus dem in der Abbildung gezeigten Filmstreifen eindeutig hervor (Abb. 1).

Zwar trudelte unser zweisitziges Versuchsflugzeug langsamer als das von Schubert bei seinen Versuchsflügen benutzte, dafür waren aber die Kopfbewegungen wesentlich ausgiebiger und schneller, als es der von Schubert beschriebenen gewöhnlichen Kopfbewegung beim Blick nach unten entspricht. Auch bei den Versuchsflügen des Verfassers in dem vorhergenannten schnell trudelnden Sportflugzeug konnten bei schnellen und ausgiebigen Kopfbewegungen während des Trudelns wohl Scheinbewegungsempfindungen beobachtet werden, aber keine Sehstörungen ausgelöst werden.

Die Formel zur Berechnung der Coriolisbeschleunigung lautet: $b_c = 2 \omega v$. Die Coriolisbeschleunigung b_c ist also sowohl direkt proportional der Winkelgeschwindigkeit ω als auch der Geschwindigkeit v der Annäherung bzw. Entfernung vom Drehmittelpunkt. Da die Geschwindigkeit unserer Kopfbewegungen mindestens das Doppelte der von Schubert beschriebenen beträgt, so ist hiermit das langsamere Trudeln des zweisitzigen Flugzeuges, das mit 1,8 bis 2 s je Umdrehung trudelte, mehr als ausgeglichen.

Wir kamen daher zu der Ansicht, daß Sehstörungen durch Kopfbewegungen beim Trudeln im allgemeinen nicht zu erwarten sind, jedenfalls nicht bei Personen, deren Labyrinthempfindlichkeit im normalen Bereich liegt.

Heute sind die meisten modernen Flugzeuge nur sehr schwer ins Trudeln zu bringen und trudeln langsam (mit mehr als 2 s je Umdrehung). Außerdem beenden sie beim Loslassen der Steuerorgane nach wenigen Umdrehungen das Trudeln, indem sie in einen steilen Gleitflug bzw. Sturzflug übergehen, aus dem sie durch Anziehen des Höhensteuers mühelos aufgerichtet werden können. Es ist daher nicht ratsam, durch Verallgemeinerung von Erscheinungen wie Sehfeldverdunklung und schwerer Übelkeit als Folge relativ geringer Kopfbewegungen beim Trudeln Unsicherheit in die Fliegerei zu tragen.

Die bekannten Scheinbewegungsempfindungen durch Kopfbewegungen bei Drehungen können während des Trudelns bei Flugzeugführern, die über die Möglichkeit des Auftretens derartiger Erscheinungen nicht aufgeklärt sind, verkehrte Steuerausschläge veranlassen, weil sie zwangsläufig den Bewegungseindruck auf das Flugzeug selber beziehen und dann glauben, daß das Flugzeug selbst eine ungewöhnliche Bewegung ausführt. Es ist daher nötig, auf die Möglichkeit von Sinnestäuschungen in der Art der auf das Flugzeug bezogenen Scheinbewegungsempfindungen hinzuweisen, besonders, da diese Täuschungen auch bei langsamen Drehungen, z. B. beim Kurvenfliegen im Nebel, mit zwingender Deutlichkeit auftreten können. Der Flugzeugführer

muß wissen, daß er sich in derartigen Fällen eher auf seine Blindfluginstrumente als auf seine Sinnesorgane verlassen soll. Es ist daher zu begrüßen, daß auf die Gefahr derartiger Sinnestäuschungen für den Flieger von Schubert besonders eindringlich hingewiesen wurde.

Wesentlich unangenehmer als die Scheinbewegungsempfindungen durch Kopfbewegungen beim Trudeln ist beim Labyrinthempfindlichen der nach längerem schnellem Trudeln folgende Drehschwindel, weil dieser nach Beendigung des Trudelns um eine sagittale Achse (entsprechend der Flugzeuglängsachse) dreht.

Nimmt man ein sehr schnell trudelndes Flugzeug nach mehreren Umdrehungen rasch aus dem Trudeln heraus, so ist der zum optischen Nachschwindel neigende Flugzeugführer einige Sekunden hindurch nicht ausreichend in der Lage, das Flugzeug in seiner Querachse waagrecht zu halten, weil das Blickfeld sich weiterdreht. Das kann beim Trudeln bis in Erdnähe gefährlich werden.

Liest man jedoch in einem Flugunfallbericht »Tod durch Abtrudeln«, so handelt es sich in solchen Fällen fast durchwegs um folgende Umstände:

Entweder konnte bei einem neuen noch unerprobten Flugzeugmuster infolge konstruktiver Fehler das Trudeln nicht beendet werden (dieser Fall wird beim jetzigen Stand der aerodynamischen Kenntnisse immer seltener vorkommen) oder es handelt sich um ungewollten Beginn des Trudelns in niedriger Höhe.

Jedes Flugzeug muß aber erst eine bestimmte Strecke fallen, bis die Steuer wieder durch zunehmende Fallgeschwindigkeit wirksam werden. Ein Flugzeug, das in etwa 50 m, z. B. durch »Überziehen«, ins Trudeln gerät, ist im allgemeinen verloren.

Solche Unfälle haben aber nichts mit der labyrinthären Wirkung von Coriolisbeschleunigungen beim Trudeln zu tun, sondern sind die Folge einer falschen Flugzeugführung, die in geringer Höhe zum Trudeln führte.

8. Zusammenfassung.

1. Scheinbewegungsempfindungen können durch Kopfbewegungen bei schnell trudelnden Flugzeugen infolge von Corioliskräften ausgelöst werden und zu falschen Steuerausschlägen Anlaß geben. Flugzeugführer müssen über die Möglichkeit des Auftretens solcher labyrinthär bedingter Erscheinungen aufgeklärt werden.

2. Ein störender Drehschwindel um eine sagittale Achse entsprechend der Flugzeuglängsachse kann nach längerem und schnellem Trudeln in Erscheinung treten.

3. Die von Schubert (Prag) beobachteten Sehstörungen durch Kopfbewegungen beim Trudeln konnten bei unseren Versuchspersonen nicht ausgelöst werden, trotzdem die Kopfbewegungen wesentlich schneller und ausgiebiger erfolgten, als die von ihm beschriebenen.

4. Die Trudelwinkelgeschwindigkeit der heutigen Flugzeuge wird jetzt durchwegs so niedrig gehalten (mehr als 2 s je Umdrehung), daß auch bei energischen Kopfbewegungen bemerkenswerte labyrinthäre Störungen nicht mehr zu erwarten sind.

1211
ary X

JAN 7 1935

LUFTFAHRT- FORSCHUNG

Mit Beiträgen der nachstehenden Institute:

Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, E.V., Berlin-Adlershof • Aerodynamische Versuchsanstalt beim Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung, Göttingen • Aerodynamisches Institut der Technischen Hochschule Aachen • Aerodynamisches Institut an der Technischen Hochschule Darmstadt • Institut für Aerodynamik und Flugtechnik der Technischen Hochschule Hannover • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Stuttgart • Forschungsinstitut für Kraftfahrwesen und Fahrzeugmotore an der Technischen Hochschule Stuttgart • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Berlin • Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug, Flugplatz Griesheim b. Darmstadt • Professor Dr.-Ing. Flügel u. a.

Herausgegeben von der
**Zentrale für technisch-wissenschaftliches Berichtswesen
über Luftfahrtforschung (ZWB)**



INHALT:

- Flugwerk-Triebwerk-Luftschraube.** Ein Nomogramm zur Auflösung ihrer Wechselbeziehungen. Von K. Bornemann und R. Gensel . . . Seite 153
- Änderung der Profilform zur Erzielung einer vorgegebenen Änderung der Druckverteilung.** Von A. Betz . . . Seite 158
- Über die Abhängigkeit des Profilwiderstandes vom Auftrieb bei Joukowsky und joukowsky-ähnlichen Profilen.** Von H. Muttray . . . Seite 165
- Verdrehung und Knickung von offenen Profilen.** Von H. Wagner und W. Pretschner . . . Seite 174

VERLAG VON R. OLDENBOURG, MÜNCHEN-BERLIN

EINE WERTVOLLE ERGÄNZUNG
ZUR „LUFTFAHRT-FORSCHUNG“
STELLT DIE ZEITSCHRIFT

DEUTSCHE LUFTWACHT

AUSGABE: LUFTWISSEN

dar. Die Zeitschrift ist zu beziehen vom Verlag E. S. Mittler & Sohn, Berlin SW 68, vom Verlag R. Oldenbourg, München 1, sowie durch alle Buchhandlungen

PREIS DES JAHRGANGS

im Inland RM. 12.-
im Ausland RM. 18.-

Luftfahrt-Forschung

Jährlich erscheint ein Band (bestehend aus etwa 8 Heften) zum Preise von RM. 16.-. Bestellungen können bei jeder Buchhandlung oder beim Verlag aufgegeben werden.

R. Oldenbourg · München 1 und Berlin

Verlangen Sie

unverbindlich ein Angebot über den günstigen Bezug von „Luftfahrt-Forschung“ Bd. 1–10. Preisermäßigung und Ratenzahlung bei Bezug aller Bände.

DK 623.1.08 (05)

ATM

Archiv für Technisches Messen

Ein Sammelwerk für die gesamte Meßtechnik
Herausgegeben von Prof. Dr.-Ing. Georg Keinath

ATM ist die neueste Form technischen Schrifttums.

ATM ist halb Buch, halb Zeitschrift, veraltet nie als Buch, berichtet Neues als Zeitschrift.

ATM bringt 2- und 4seitige Kurzberichte, die zu einem Lose-Blätterbuch geordnet werden.

ATM umfaßt das gesamte Meßwesen des Ingenieurs, Physikers und Chemikers.

ATM bringt reichliche Literaturnachweise.

ATM ist auch für Lehrzwecke unentbehrlich.

ATM ist beispiellos billig:

1 Band = 12 monatlich erscheinende Lieferungen im Format Din-A 4 mit rd. 115 Aufsätzen und rd. 400 Seiten nur M. 18.—:

monatlich M. 1.50

Mit dem Bezug kann jederzeit begonnen werden.
Kann bei jedem Postamt bestellt werden.

16seitiger Prospekt mit Probeblättern im Format Din-A 4 kostenlos

DK 629.13

Grundlagen der Flugzeugnavigation

Von Prof. WERNER IMMLER (VDI)

2., vermehrte Auflage des „Leitfadens“

159 S., 131 Abb., 15 Rechentaf., 13 Tabellen. Lex.-8°. 1934.
Kart. M. 16.—

Arbeiten zur Luftnavigierung

Herausgegeben vom Navigationsausschuß der
Wissensch. Ges. f. Luftfahrt e. V. (WGL)

68 S., 72 Abb. Gr.-8°. 1927. Brosch. M. 4.50, Leinen M. 5.80

Tafeln zur Funkortung

Von Dr. A. WEDEMEYER

154 S., 1 Zeichg. Gr.-8°. 1925. Geb. M. 10.80

R. OLDENBOURG · MÜNCHEN 1 UND BERLIN

Flugwerk-Triebwerk-Luftschraube.

Ein Nomogramm zur Auflösung ihrer Wechselbeziehungen.

Von K. Bornemann und R. Gensel.

Es soll ein Verfahren gezeigt werden, das ermöglicht, die für sich allein ermittelten Leistungscharakteristiken von Flugwerk, Triebwerk und Luftschraube (bei beschleunigungsfreiem Flug) durch ein Nomogramm miteinander zu verbinden. Jede Aufgabe, die das Zusammenwirken dieser drei Grundbegriffe der Leistungsbetrachtung stellt, soll in einfacher Weise mechanisch gelöst werden. Bei der Entwicklung des Verfahrens ist auf die bekannten Arbeiten von Eiffel und Bibault zurückgegriffen worden.

Ihrer bekannten Vorzüge wegen ist für das Nomogramm die logarithmische Darstellung verwendet. Durch Annahme von Einheitsdaten können die grundlegenden Abhängigkeiten für einen bestimmten Fall graphisch dargestellt werden. Das logarithmische Koordinatensystem gestattet die Umrechnung von diesem festgelegten Fall auf einen beliebigen Sonderfall, wie er praktisch gegeben ist, durch eine einfache Verschiebung (Rechenschieber).

Gliederung.

1. Flugwerk und Triebwerk.
2. Triebwerk und Luftschraube.
3. Rechenbeispiel.

1. Flugwerk und Triebwerk.

Es seien zunächst Flug- und Triebwerk sowie die Nomogrammtafel I betrachtet. Die Leistungscharakteristik des Flugwerkes ist bei im übrigen gegebenen Flugzeugdaten die Polare. Die Abhängigkeit der Flugleistungen von der Polare

ist durch folgende Zusammenhänge bedingt: Für den Horizontalflug gilt bei einer angenommenen Einheitsgeschwindigkeit v_e und der Luftwichte am Boden ρ_0 die Kräftegleichung

$$\lg c_a = \lg \frac{G}{F} - \lg \frac{\rho_0}{2} - 2 \lg v_e.$$

Diese Gleichung kann durch 2 Skalen (c_a ; G/F) abgebildet werden, die um den Betrag

$$\lg \text{konst.} = - \lg \frac{\rho_0}{2} - 2 \lg v_e$$

gegeneinander verschoben sind. Beide Skalen werden auf der Ordinatenachse abgetragen, für beide gilt der Maßstab $\lg 10 = a$ [mm].

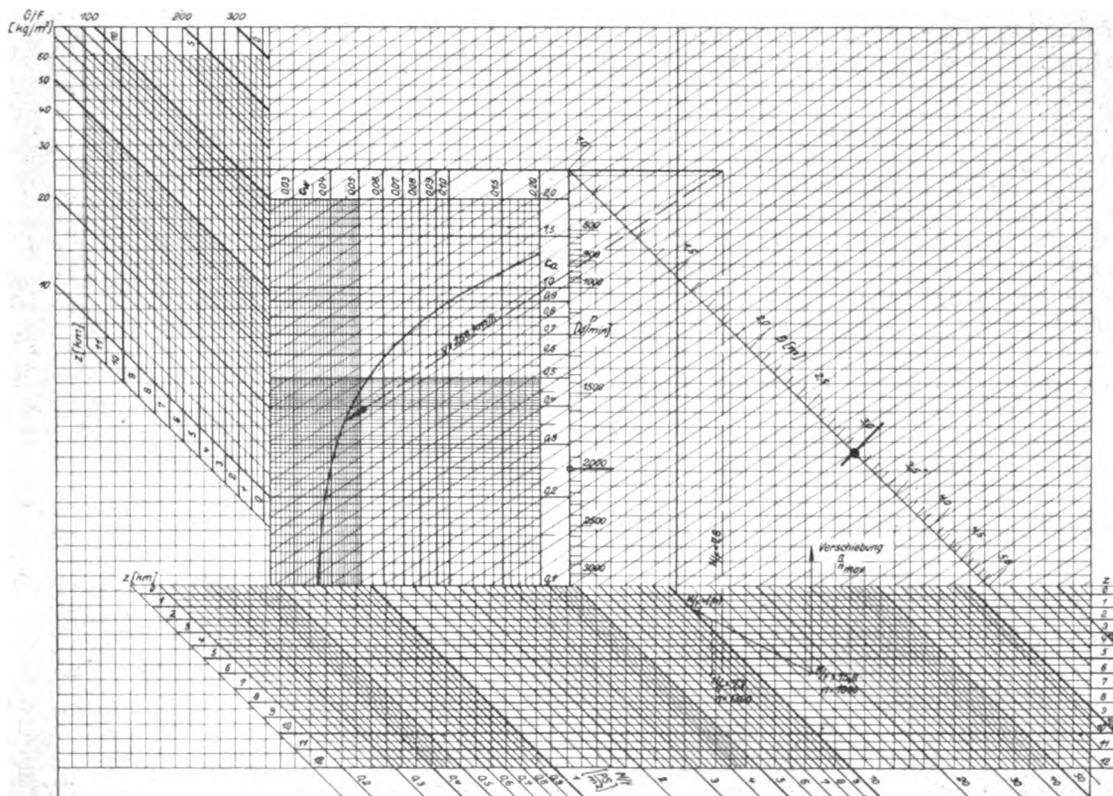
Die Leistungsgleichung für den Horizontalflug ist:

$$\lg c_w = \lg \eta \cdot \frac{N}{F} + \lg 75 - \lg \frac{\rho_0}{2} - 3 \cdot \lg v_e.$$

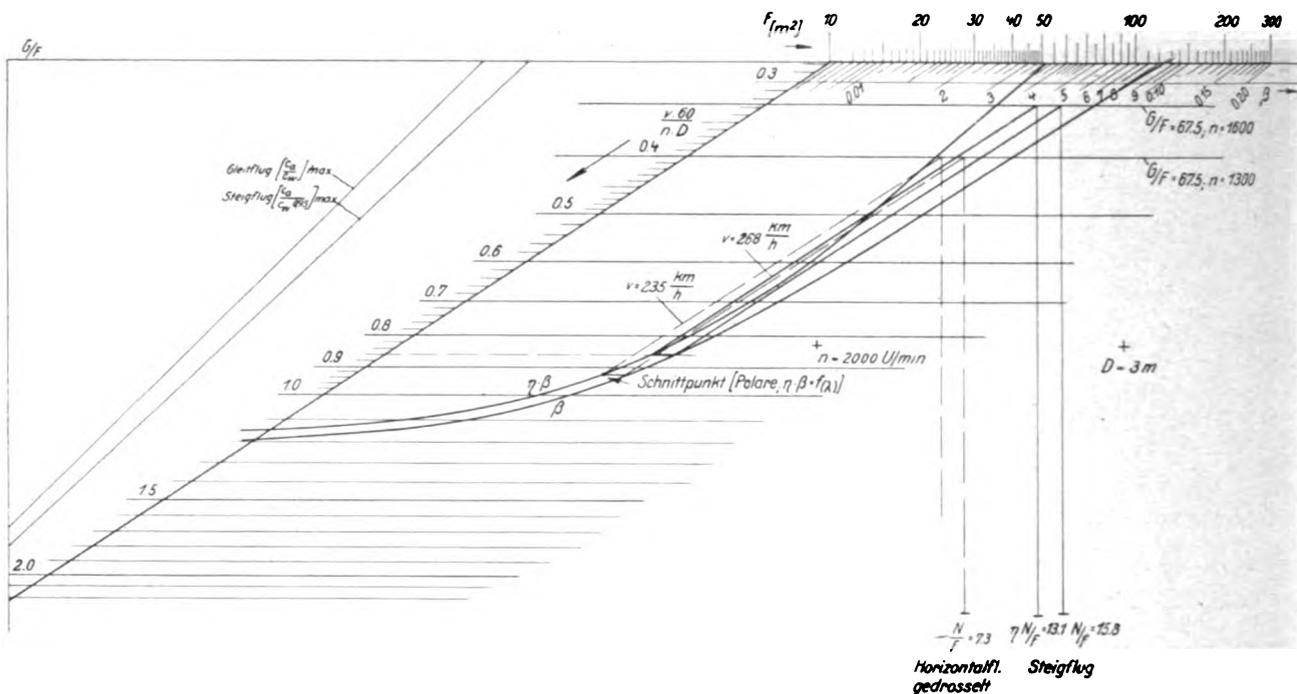
Sie wird durch 2 Skalen (c_w ; $\eta \cdot N/F$) auf der Abszissenachse abgebildet, ebenfalls im Maßstab $\lg 10 = a$ [mm]. Hierbei ist der Betrag der Verschiebung

$$\lg \text{konst.} = \lg 75 - \lg \frac{\rho_0}{2} - 3 \lg v_e.$$

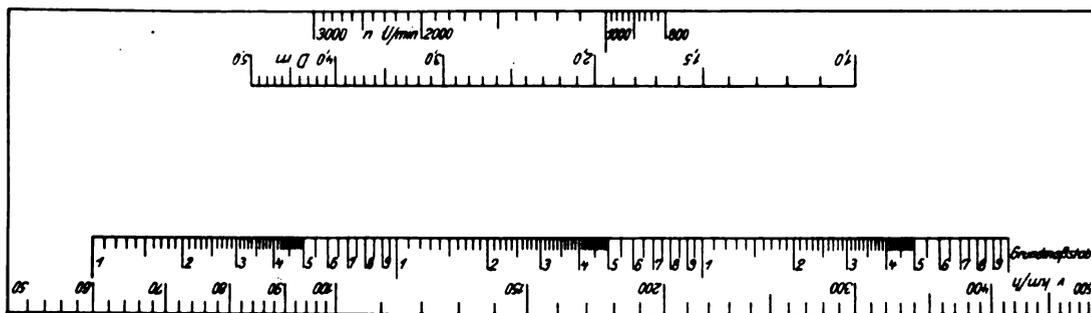
Für andere Höhen ergibt sich mit Rücksicht auf die Änderung der Luftwichte ein zusätzliches Verschiebungsglied von der Größe $-\lg \frac{\rho_z}{\rho_0}$ für Abszisse und Ordinate. Das sich so ergebende System ist auf Nomogrammtafel I dargestellt.



Nomogrammtafel I.



Nomogrammtafel II.



Nomogrammtafel III.

Die Abhängigkeit des Luftschraubenwirkungsgrades η vom Fortschrittsgrad und ihre Berücksichtigung wird unter »Triebwerk und Luftschraube« behandelt. Die in der Nomogrammtafel mit N/F gekennzeichneten Skalen sind, bezogen auf die Polare und die Einheitsgeschwindigkeit, als $\eta \cdot N/F$ -Skalen aufzufassen. In den nächstfolgenden Betrachtungen sei also der Wirkungsgrad als bekannt vorausgesetzt.

Trägt man in dieses Koordinatensystem die Polare eines Flugzeuges ein, und liegt zufällig der Schnittpunkt der Flächenbelastung G/F mit der wirksamen Flächenleistung $\eta \cdot N/F$ auf der Polare, so fliegt das Flugzeug bei den durch diesen Polarenpunkt gegebenen c_a - und c_w -Werten mit der Geschwindigkeit v_e . Ist nun aber die Geschwindigkeit des Flugzeuges $v_1 = v_e \frac{v_1}{v_e}$, so beträgt die Verschiebung des Koordinatensystems $\left[\left(\frac{G}{F}; \eta \cdot \frac{N}{F} \right)_{v_1} \right]$ gegen das System $\left[c_a; c_w = \left(\frac{G}{F}; \eta \cdot \frac{N}{F} \right)_{v_e} \right]$

in der Ordinatenrichtung $2 \lg \frac{v_1}{v_e}$

und in der Abszissenrichtung $3 \lg \frac{v_1}{v_e}$.

Die Verschiebung des Koordinatenausgangspunktes beträgt

$$\sqrt{\left(2 \lg \frac{v_1}{v_e} \right)^2 + \left(3 \lg \frac{v_1}{v_e} \right)^2} = \sqrt{13} \cdot \lg \frac{v_1}{v_e}$$

Die Komponente der Verschiebung in Ordinatenrichtung verhält sich zu der in Abszissenrichtung wie 2:3.

Umgekehrt ist bei festgehaltenem v_e -Koordinatensystem die Länge einer Linie mit dem Richtungskfaktor $2/3$ vom

Schnittpunkt G/F mit $\eta \cdot N/F$ bis zur Polare $b_1 = \sqrt{13} \cdot \lg \frac{v_1}{v_e}$.

Also ist $\lg \frac{v_1}{v_e} = \frac{b_1}{\sqrt{13}}$; der Numerus zu b_1 , gemessen im

Maßstabe $b = a \sqrt{13}$, ist das Verhältnis der vorhandenen Geschwindigkeit v_1 zu der angenommenen Geschwindigkeit v_e . Hat man $v_e = 100$ km/h gewählt, so kann man bei gegebenem $\frac{G}{F}, \eta \cdot \frac{N}{F}$ und der eingetragenen Flugzeugpolare

mit dem Maßstabe b die Länge b_1 als Fluggeschwindigkeit v_1 unmittelbar messen. Der Maßstab b ist mit anderen auf einem Meßband (Nomogrammtafel III) aufgetragen. Die Ablesung der Geschwindigkeit erfolgt durch Anlegen des Meßbandes mit dem Punkte $v = 100$ im Schnittpunkt G/F mit $\eta \cdot N/F$

mit nach links unten steigenden Geschwindigkeiten. Ist andererseits außer der Polare des Flugzeuges und der Flächenbelastung G/F die Horizontalfluggeschwindigkeit v gegeben, so ergibt sich daraus geometrisch der zugehörige Polarenpunkt und die wirksame Flächenleistung, die für diese Horizontalgeschwindigkeit erforderlich ist (hier bezeichnet mit $\eta \cdot N_h/F$). Hat man nun eine größere Flächenleistung $\eta \cdot N/F$ zur Verfügung, so kann die Differenz $\eta \cdot \frac{N}{F} - \eta \cdot \frac{N_h}{F}$ zum Steigflug verwendet werden; sie wird

im folgenden $\eta \cdot N_{st}/F$ genannt. Aus $\eta \cdot \frac{N_{st}}{F} = \frac{1}{75} \cdot \frac{G}{F} \cdot v$ ist dann die Steiggeschwindigkeit w bestimmt.

Die vereinfachte Rechnung zur Ermittlung der maximalen Steiggeschwindigkeiten und der Gipfelhöhe bei willkürlich angenommenem Luftschraubenwirkungsgrad wird folgendermaßen durchgeführt:

Verschiebt man die v -Linie von v_{\max} aus parallel nach links, so wird bei konstanter Flächenbelastung G/F die für den Horizontalflug erforderliche Flächenleistung $\eta \cdot N_n/F$ immer geringer, bzw. $\eta \cdot N_{st}/F$ größer. Die verfügbare Steigleistung erreicht ihr Maximum, wenn die v -Linie zur Tangente an die Polare wird.

Diese Verfahren der Ermittlung von v und w können mit Hilfe der für die verschiedenen Höhen verschobenen Skalen (G/F ; N/F) für jede beliebige Höhe durchgeführt werden.

Zur Bestimmung der Gipfelhöhe wird die Kurve $\eta \cdot N_n/F = f(z)$ ermittelt und in das Koordinatensystem (N/F ; z) eingetragen, ebenso die Kurve der wirksamen Flächenleistung $\eta \cdot N/F = f(z)$. Der Schnittpunkt beider Kurven liefert die Gipfelhöhe.

In der Bestimmung der Steiggeschwindigkeit liegt die vereinfachende Vernachlässigung des Steigwinkels, die auch in den üblichen rechnerischen Methoden der Flugleistungsbestimmung enthalten ist. Es steht frei, sie auf dem Wege der fortschreitenden Annäherung durch Korrektur der Flächenbelastung zu berücksichtigen.

Das bisher gezeigte Verfahren gestattet also mit Hilfe der Nomogrammtafel I für sich allein eine schnelle Übersicht über den Einfluß der nur zum Flugwerk gehörigen Größen auf die Flugleistungen bei Vernachlässigung des Einflusses der besonderen Triebwerks- und Luftschraubencharakteristik entsprechend der vereinfachten Leistungsrechnung mit geschätztem Wirkungsgrad der Kraftanlage.

Der Einfluß der Variation der Ausgangsdaten kann mit der graphischen Methoden eigenen Übersichtlichkeit verfolgt werden.

2. Triebwerk und Luftschraube.

Anschließend sei die Luftschraube betrachtet. Ihre Leistungscharakteristik ist gegeben durch die Abhängigkeit der Leistungszahl vom Fortschrittsgrad. Und zwar gilt für die zugeführte Leistung die Wellenleistungszahl

$$\beta = \frac{60^3 \cdot 75 \cdot N}{\rho \cdot n^3 \cdot D^5},$$

für die abgegebene Leistung die wirksame Leistungszahl $\eta \cdot \beta$. Diese Charakteristiken können versuchsmäßig ermittelt oder Versuchsberichten (Durand und Lesley usw.) entnommen werden.

Nach Annahme einer Einheitsdrehzahl n_e , eines Einheitsdurchmessers D_e , einer Einheitstragfläche F_e und einer Einheitsluftwichte ρ_e , ist die Gleichung für die Wellenleistungszahl

$$\lg \beta = \lg \frac{N}{F_e} + \lg F_e - \lg \rho_e - 3 \cdot \lg n_e - 5 \cdot \lg D_e + \lg 60^3 \cdot 75.$$

Diese Gleichung kann durch zwei Skalen (β ; N/F_e) abgebildet werden, die um den Betrag

$$\lg \text{konst.} = \lg F_e - \lg \rho_e - 3 \cdot \lg n_e - 5 \cdot \lg D_e + \lg 60^3 \cdot 75$$

gegeneinander verschoben sind. Die β -Skala ist auf der Nomogrammtafel II in gleichem, logarithmischem Maßstabe a wie die N/F -Skala in Tafel I aufgetragen. Durch Annahme der Einheitswerte zu $n_e = 2000$ U/min, $D_e = 3$ m, $F_e = 10$ m², $\rho_e = \rho_0$ ist für den durch die Einheitswerte gegebenen Sonderfall die Lage der β -Skala auf Tafel II gegen die N/F -Skala auf Tafel I festgelegt. Zur Erleichterung der Einstellung beider Blätter zueinander im praktischen Gebrauch ist auf Tafel I der Wert $N/F_e = 10$ durch eine verstärkt ausgezogene Führungslinie gekennzeichnet, während auf Tafel II der zugehörige Wert $\beta = 0,0067$ zum Ausgangspunkt des Koordinatensystems gewählt wurde.

Ist nun die tatsächliche Tragflügelfläche $F_1 = F_e \cdot \frac{F_1}{F_e}$ so ist die β -Skala gegen die Skala N/F um den Betrag $\lg \frac{F_1}{F_e}$ zusätzlich zu verschieben. Da $F_e = 10$ m² angenommen ist, beträgt diese Verschiebung ($\lg F_1$) - 1. Mit der β -Skala ist eine F -Skala derart fest verbunden, daß $\beta = 0,0067$ und $F = 10$ übereinstimmen. Der Betrag von $F = 10$ bis F_1 entspricht der vorzunehmenden Verschiebung, so daß die

Übereinstimmung der Skalen β und N/F für F_1 hergestellt ist, wenn F_1 und $\left(\frac{N}{F}\right)_{z=0} = 10$ übereinstimmen.

Zur Berücksichtigung der Höhe ist eine Verschiebung der Skalen β und $\left(\frac{N}{F}\right)_{z=0}$ gegeneinander um den Betrag $\lg \frac{\rho_z}{\rho_0}$ erforderlich. Legt man die β -Skala in Tafel II gegen die Skala $\left(\frac{N}{F}\right)_{z=0}$ in Tafel I entsprechend obiger Betrachtung fest, so ist bereits die Skala $\left(\frac{N}{F}\right)_{z=}$ gegen die β -Skala in richtiger Lage, da die Skalen $\left(\frac{N}{F}\right)_{z=0}$ und $\left(\frac{N}{F}\right)_{z=}$ in Tafel I um den Betrag $\lg \frac{\rho_z}{\rho_0}$ gegeneinander verschoben sind.

In der Betrachtung des Flugwerkes ist dargelegt worden, daß die Geschwindigkeit gemessen wird vom Schnittpunkt (G/F ; $\eta \cdot N/F$), übereinstimmend mit $v = 100$ km/h, mit unter der Neigung $2/3$ nach links unten steigenden v -Werten und im Maßstabe $b = a\sqrt{13}$.

Es ist nun der Fortschrittsgrad

$$\lambda = v \cdot \frac{1000 \cdot 60}{3600 \cdot n_e \cdot D_e}, \text{ bzw. } \lambda = v \cdot \text{konst.}$$

Daher kann gegen den in (G/F ; $\eta \cdot N/F$) anzulegenden Geschwindigkeitsmaßstab für den Sonderfall der Einheitswerte n_e und D_e eine Skala für den Fortschrittsgrad festgelegt werden. Der Betrag der Verschiebung der Skalen ist

$$\lg \text{konst.} = \lg \frac{1000 \cdot 60}{3600} - \lg n_e - \lg D_e.$$

Die Skala für den Fortschrittsgrad ist im gleichen Maßstabe $b = a\sqrt{13}$ wie der Geschwindigkeitsmaßstab und unter der entsprechenden Steigung $2/3$ auf der Nomogrammtafel II aufgetragen, so daß durch Zusammenfassung mit der Skala für die Leistungszahl parallel zur Skala N/F in Tafel I auf Tafel II ein schiefwinkliges Koordinatensystem (β ; λ) entsteht. Für den durch die angenommenen Einheitswerte gegebenen Sonderfall (n_e ; D_e) befindet sich also die Skala λ in richtiger Lage, wenn der Wert $\lambda = 0,278$ (Äquivalent für $v = 100$ km/h) in Tafel II auf einer durch den gegebenen Wert G/F in Tafel I verlaufenden Waagerechten liegt. Der Wert $\lambda = 0,278$ wurde daher zum Ausgangspunkt für die Skala λ gewählt.

Änderung der Drehzahl.

Die Abstimmung der Skala β gegen die Skala N/F , bzw. der Skala λ gegen die Skala v , fand unter Voraussetzung $n_e = 2000$ U/min statt. Ändert sich n , so muß die Nomogrammtafel II gegen Tafel I verschoben werden, um wieder zur Abstimmung zu kommen. Die Verschiebung entspricht der geometrischen Summe der Verschiebungen in Richtung β und λ . λ ist entsprechend v im Maßstabe $a\sqrt{13}$ aufgetragen. Ändert sich n_e in n_1 , so verschiebt sich die Skala λ gegen die Skala v um den Betrag $\log \frac{n_1}{n_e}$, dargestellt im Maßstabe $a\sqrt{13}$, d. h. bei größer werdendem n verschiebt sich Tafel II nach links unten. Ebenfalls verschiebt sich die Skala β gegen die Skala N/F um den Betrag $3 \cdot \log \frac{n_1}{n_e}$, dargestellt im Maßstabe a , d. h. bei größer werdendem n verschiebt sich Tafel II gegen Tafel I horizontal nach rechts. Als resultierende Bewegung ergibt sich eine Verschiebung senkrecht nach unten (s. Abb. 1). Aus der geometrischen Zusammensetzung der Maßstäbe der Verschiebung folgt, daß der resultierende Verschiebungsbetrag als $\log \frac{n_1}{n_e}$ im Maßstabe $2a$ dargestellt werden kann. Zur Vornahme der Verschiebung ist auf Tafel I an geeigneter Stelle eine Skala n im Maßstabe $2a$ in senkrechter Richtung angebracht. Die Verschiebung erfolgt nach Markierung des Wertes $n_e = 2000$ auf Tafel II längs dieser Skala, bis sich der Wert n_1 in der Skala n mit dem markierten Punkte deckt.

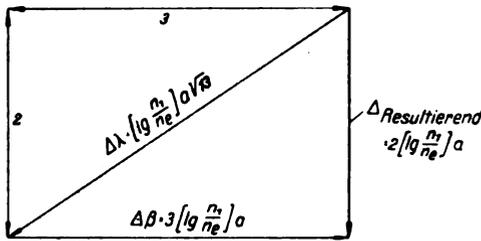


Abb. 1. Verschiebung in Richtung von β und λ bei Änderung der Drehzahl.
 $\lg \beta = \lg \text{konst.} - 3 \lg n$; Maßstab $\lg 10 = a$.
 $\lg \lambda = \lg \text{konst.} - \lg n$; Maßstab $\lg 10 = a \cdot \sqrt{13}$.

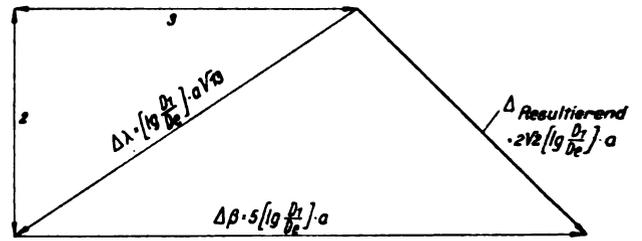


Abb. 2. Verschiebung in Richtung von β und λ bei Änderung des Luftschraubendurchmessers.
 $\lg \beta = \lg \text{konst.} - 5 \cdot \lg D$; Maßstab $\lg 10 = a$.
 $\lg \lambda = \lg \text{konst.} - \lg D$; Maßstab $\lg 10 = a \cdot \sqrt{13}$.

Änderung des Luftschraubendurchmessers.

Die Abstimmung der Skala β gegen die Skala N/F , bzw. der Skala λ gegen die Skala v , fand unter der Voraussetzung $D_e = 3$ m statt. Ändert sich D , so muß die Nomogrammtafel II gegen Tafel I verschoben werden, um wieder zur Abstimmung zu kommen. Die Verschiebung entspricht der geometrischen Summe der Verschiebungen in Richtung β und λ . λ ist entsprechend v im Maßstab $a \sqrt{13}$ aufgetragen. Ändert sich D_e in D_1 , so verschiebt sich die Skala λ gegen die Skala v um den Betrag $\log \frac{D_1}{D_e}$, dargestellt im Maßstab $a \sqrt{13}$, d. h. bei größer werdendem D verschiebt sich Tafel II nach links unten. Ebenfalls verschiebt sich die Skala β gegen die Skala N/F um den Betrag $5 \log \frac{D_1}{D_e}$, dargestellt im Maßstabe a , d. h. bei größer werdendem D verschiebt sich Tafel II gegen

Tafel I horizontal nach rechts. Als resultierende Bewegung ergibt sich eine Verschiebung unter 45° nach rechts unten (s. Abb. 2). Aus der geometrischen Zusammensetzung der Maßstäbe der Verschiebung folgt, daß der resultierende Verschiebungsbetrag als $\log \frac{D_1}{D_e}$ im Maßstabe $a \sqrt{2}$ dargestellt werden kann. Zur Vornahme der Verschiebung ist auf Tafel I an geeigneter Stelle eine Skala D im Maßstab $a \sqrt{2}$ und unter einer Neigung von 45° nach rechts unten angebracht. Die Verschiebung erfolgt nach Markierung des Wertes $D_e = 3$ auf Tafel II längs dieser Skala, bis sich der Wert D_1 in der Skala D mit dem markierten Punkt deckt.

Nach Herstellung der Abstimmung für die gegebenen Werte von n und D durch die oben gezeigte Art der Verschiebung ist die Abstimmung β gegen N/F vorhanden auf einer Horizontalen durch den gegebenen Wert G/F in Tafel I, da diese Gerade (s. oben) die Ausgangslinie für den Verschiebungsvorgang war, und die Horizontalkomponente der Verschiebung zur Abstimmung v gegen λ ohne Einfluß auf die Abstimmung β gegen N/F sein muß.

Trägt man nun in das Koordinatensystem ($\beta; \lambda$) in Tafel II entsprechend der Durandischen Darstellung die Kurven $\beta = f(\lambda)$ und $\eta \cdot \beta = f(\lambda)$ für eine Luftschraube ein und bringt die Nomogrammtafel II in die den gegebenen Flugzeug- und Triebwerksdaten ($G/F; N/F; F; z; n; D$) entsprechende Lage zu Tafel I, in die die Polare des Flugzeuges eingetragen ist, so ergibt sich folgender Zusammenhang nach Abb. 3:

Zu N/F gehört ein bestimmter Wert β , der durch den Schnittpunkt der Horizontalen durch G/F und der Senkrechten durch N/F gegeben ist und im Koordinatensystem ($\beta; \lambda$) abgelesen werden kann. Dieser Wellenleistungswert β erfüllt bei einem bestimmten Fortschrittsgrad λ die versuchsmäßig bestimmte und gegebene Funktion $\beta = f(\lambda)$ identisch. Dadurch ist der zu den gegebenen Flugwerks-, Triebwerks- und Luftschraubendaten gehörige Fortschrittsgrad λ , ebenso zwangsläufig damit die Fluggeschwindigkeit v bestimmt. Diese kann abgelesen werden im Maßstabe $a \sqrt{13}$ längs der Skala λ von $\left(\frac{G}{F}\right)_{z=z}$ ($v = 100$ km/h) bis zum ermittelten λ .

Ferner ist gegeben der zu dem Fortschrittsgrad λ nach der Luftschraubendrehung gehörige Wert der wirksamen Leistungszahl $\eta \cdot \beta$, damit zwangsläufig auch der Wert η und

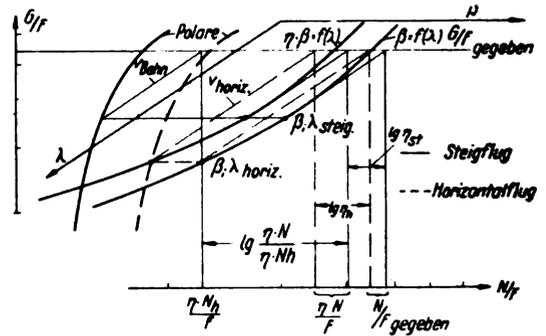


Abb. 3. Überlagerung von Nomogrammtafel I und II unter Berücksichtigung aller Verschiebungen.

durch Projektion von $\eta \cdot \beta$ auf die Linie G/F der Wert $\eta \cdot N/F$. Damit ist die Aufgabe zurückgeführt auf ein wie bereits unter »Flugwerk und Triebwerk« eingangs behandeltes Problem, mit dem Unterschied, daß außer G/F , $\eta \cdot N/F$ und der Polare bereits auch die Fluggeschwindigkeit v gegeben ist. Soll die Bedingung des reinen Horizontalfluges erfüllt sein, so muß daher die Polare des Flugwerkes durch den Punkt ($v; G/F; \eta \cdot N/F$) verlaufen, d. h. die Kurve der wirksamen Leistungszahl in ($\lambda; \eta \cdot \beta$) schneiden. Liegt nun die Polare weiter nach links, als diesem Sonderfall entspricht, und fordert sie zusammen mit den Werten G/F und v eine geringere Horizontalflugleistung $\eta \cdot N_h/F$ als die an der Luftschraube abgegebene Leistung $\eta \cdot N/F$, so wird die Differenz beider Leistungen zum Steigen verwendet. Die Steiggeschwindigkeit bzw. gegebenenfalls die Sinkgeschwindigkeit bestimmt sich dann, wie unter »Flugwerk und Triebwerk« angegeben.

3. Rechenbeispiel.

Zum Schluß sei ein Beispiel einer vollständigen Leistungsermittlung zum Verständnis der praktischen Anwendung der Nomogramme gegeben. Es soll für ein gegebenes Flugwerk, gegebenes Triebwerk und gegebene Luftschraube die Bahngeschwindigkeit und die Steiggeschwindigkeit in $z = 6$ km Höhe ermittelt werden. Gegeben ist

- für das Flugwerk:
 - die Polare $c_a = f(c_w)$,
 - das Fluggewicht $G = 1620$ kg,
 - die aerodynamische Flügelfläche $F = 24$ m²;
- für das Triebwerk:
 - die maximale Bremsleistung $N_{\max} = 380$ PS in $z = 6$ km,
 - die Drehzahl dabei $n_{\max} = 1600$ Uml/min,
 - und $N = f(n)$ in $z = 6$ km;
- für die Luftschraube:
 - der Durchmesser $D = 3,2$ m,
 - die Steigung $H = 3,0$ m,
 - und $\left\{ \begin{array}{l} \beta = f(\lambda) \\ \eta = f(\lambda) \end{array} \right.$ auf Grund von Profil und Steigung der Luftschraube.

Zunächst werden die Polare und die beiden Kurven $\beta = f(\lambda)$; $\eta \cdot \beta = f(\lambda)$ in die Nomogrammtafeln eingetragen. Sodann werden durch Auflagen von Tafel II in Übereinstim-

mung gebracht der Ausgangspunkt des Koordinatensystems ($\beta; \lambda$) und der Punkt

$$\left[\left(\frac{G}{F} \right)_{z=6} = 67,5 \text{ kg/m}^2; \left(\frac{N}{F} \right)_{z=0} = 10 \text{ PS/m}^2 \right].$$

Zur Abstimmung auf die richtige Flügelfläche F wird darauf die Tafel II nach links verschoben, bis der Wert $F = 24 \text{ m}^2$ auf der Skala F sich mit der Vertikalen $\left(\frac{N}{F} \right)_{z=0} = 10$ deckt.

Zur Berücksichtigung des Durchmessers wird nun bei dieser Lage des Blattes der Wert $D_e = 3 \text{ m}$, abzulesen an der Skala D in Tafel I, auf Tafel II durch ein Kreuz markiert und die Tafel solange längs dieser Skala verschoben, bis der markierte Punkt den für D gegebenen Wert $D = 3,2 \text{ m}$ deckt.

Auf die gleiche Weise wird dann ausgehend von $n_e = 2000$ die Drehzahl eingeführt.

Damit ist die Abstimmung der Formblätter für den gegebenen Sonderfall vollzogen.

Man gehe jetzt aus von dem für die eingesetzte Drehzahl gegebenen Wert $\left(\frac{N}{F} \right)_{z=6} = 15,8$ und liest auf einer Waage-

rechten durch $\left(\frac{G}{F} \right)_{z=6} = 67,5$ den zugehörigen Wert $\beta = 0,062$ in dem System ($\beta; \lambda$) ab. Dieser Wert erfüllt die Luftschraubencharakteristik identisch bei einem Fortschrittsgrad $\lambda = 0,86$, der wirksamen Leistungszahl $\eta \cdot \beta = 0,050$ der Bahngeschwindigkeit $v = 268 \text{ km/h}$. Mit dem Wert $\eta \cdot \beta = 0,050$ steht auf der Horizontalen durch G/F in Abstimmung der Wert $\eta \cdot N/F = 13,1 \text{ PS/m}^2$. Durch Anlegen des Geschwindigkeitsmaßstabes unter der Steigung $2/3$ mit dem Werte $v = 268$ an die Polare und $v = 100$ an die Horizontale

$\left(\frac{G}{F} \right)_{z=6} = 67,5$ und Projektion des Schnittpunktes $[v = 100; \left(\frac{G}{F} \right)_{z=6} = 67,5]$ auf die Skala N/F ergibt sich die zur Polaren, zur Flächenbelastung $G/F = 67,5$ und zu $v = 268$ gehörige Horizontalflugleistung $\eta \cdot N_h/F = 7,8$. Die Differenz $\eta \cdot N/F - \eta \cdot N_h/F = 5,3$ ist die vorhandene Steigleistung, aus der sich eine Steiggeschwindigkeit $w = 5,9 \text{ m/s}$ ergibt.

Eine Änderung in der Drehzahl des Motors hat entsprechend der Motorkurve $N = f(n)$ auch eine Änderung der Leistung zur Folge. Daher ist für jeden Punkt der Motorleistungskurve die Rechnung unter Neuabstimmung auf die Drehzahl und Berücksichtigung der geänderten Leistung zu wiederholen. Zur Erleichterung dieser wiederholten Rechnung empfiehlt es sich, durch den Punkt N/F für n_{\max} in

Tafel I eine Gerade zu legen mit einer durch die Abszisse $\log\left(\frac{N}{N_{\max}}\right)$ und die Ordinate $\log\left(\frac{n}{n_{\max}}\right)$ in den dafür günstigen Maßstäben gegebenen Steigung nach links oben. Diese Gerade entspricht dann der Motorleistungskurve.

Will man z. B. einen gedrosselten Horizontalflug untersuchen, so geht man bei der Leistungsuntersuchung von N_{\max} aus, hat nach Berücksichtigung aller übrigen Größen den zugehörigen Wert $\left(\frac{N}{F} \right)_{\max}$ in Tafel II angekreuzt und erhält bei Einführung der entsprechend verringerten Drehzahl durch senkrechte Verschiebung von Tafel II nach oben den zugehörigen Wert N/F durch horizontale Projektion des angekreuzten Punktes in Tafel II auf die Motorleistungsgerade $N = f(n)$ in Tafel I. Der Wert N/F ist natürlich auf der zugehörigen Höhenlinie abzulesen. Für die in unserem Beispiel gegebenen Verhältnisse ergibt sich für $N = 175$ und $n = 1300$ der reine Horizontalflug mit $v = 235 \text{ km/h}$.

Für die Bestimmung der günstigsten Steigleistung von Punkt zu Punkt mit Berücksichtigung der Veränderlichkeit $\eta = f(\lambda)$ hat man das Hilfsmittel, daß erfahrungsgemäß das günstigste Steigen ungefähr einem Punkt in der Polare entspricht, der bestimmt ist durch die Bedingung $\frac{c_a}{c_w^{0,95}} = \max$ bzw. durch eine Tangente von der Steigung $95/100$ an die logarithmisch aufgetragene Polare.

Wird das Verfahren zur Auswahl der günstigsten Luftschraube benutzt, so empfiehlt es sich, an Stelle der Kurven $\beta = f(\lambda)$ und $\eta \cdot \beta = f(\lambda)$ für eine bestimmte Steigung, die durch die Bedingung $\eta_{\max} = f(\lambda)$ gebildeten Hüllkurven für eine Familie ähnlicher Luftschrauben verschiedener Steigung einzusetzen, und die jedem Fortschrittsgrad beigestellte Steigung in Tafel II zu vermerken.

Entsprechend der am Anfang gestellten Forderung ist also durch das Zusammenarbeiten der Nomogramme I und II eine übersichtliche Beziehung hergestellt zwischen den Triebwerksdaten N und n , den Flugzeugdaten G und F , $c_a = f(c_w)$ und den Luftschraubendaten D , $\beta = f(\lambda)$, $\eta = f(\lambda)$ einerseits und den zugehörigen Flugleistungen andererseits.

Das Verfahren ist also geeignet zur Berechnung von Flugleistungen unter Berücksichtigung der Luftschraubencharakteristik, zur Auswahl von Luftschrauben, zur Kritik von Triebwerken und zur Auswertung gemessener Flugleistungen in bezug auf die Flugwerks- oder die Luftschraubencharakteristik.

Änderung der Profilform zur Erzielung einer vorgegebenen Änderung der Druckverteilung.

Von A. Betz, Aerodynamische Versuchsanstalt Göttingen.

Die Lösung der Aufgabe, die Form von Flügelschnitten (Profilen) zu ermitteln, die eine bestimmte vorgegebene Verteilung des Druckes über die Oberfläche des Flügelschnittes ergeben, ist praktisch ziemlich wichtig. Durch die Druckverteilung wird das Verhalten der Reibungsschicht an der Flügeloberfläche sehr stark beeinflusst, und von diesem hängt der erreichbare Höchststautrieb und der Profilverstand des Flügels ab. Bei Flügeln, die in Wasser arbeiten (Propeller, Wasserturbinen), kommt noch der weitere Gesichtspunkt hinzu, daß beim Unterschreiten des Dampfdruckes des Wassers Kavitation mit ihren schädlichen Wirkungen auftreten kann. Aus diesem Grunde sucht man Profilformen mit solchen Druckverteilungen zu verwenden, die die Ausbildung von Kavitationserscheinungen erschweren.

In letzter Zeit sind bereits einige Arbeiten veröffentlicht worden, die sich mit dieser Aufgabe befassen [1, 2]. Die dort angewendeten Verfahren sind aber z. T. in der praktischen Durchführung ziemlich umständlich und unübersichtlich, z. T. auch nicht allgemein genug. Im folgenden soll ein Verfahren angegeben werden, das verhältnismäßig rasch zum Ziele führt und sich den praktischen Anforderungen gut anpaßt.

Gliederung.

1. Einleitung.
2. Zusammenhang zwischen den Änderungen der Profilform und der Druckverteilung.
3. Ermittlung der Funktion $r_1 \cdot I \frac{1}{v}$.
4. Einschränkungen in der Wahl der Geschwindigkeitsverteilung.
5. Beispiel.
6. Zusammenfassung.
7. Schrifttum.

1. Einleitung.

Im Vergleich zu der Aufgabe, zu einer gegebenen Druckverteilung die Profilform zu bestimmen, ist die umgekehrte Aufgabe, zu einem beliebigen Profil die Druckverteilung zu ermitteln, verhältnismäßig einfach und kann auch als praktisch gelöst angesehen werden [3, 4, 5, 6]. Man geht dabei von einem Profil aus, das man in einfacher Weise konform auf einen Kreis abbilden kann und dadurch bequem theoretisch beherrscht. Wenn man nun kleine Änderungen an der Form vornimmt, so ergeben sich im allgemeinen auch nur kleine Änderungen in der Strömung, die man durch konforme Abbildung des Ausgangsprofils auf das neue berechnen kann. Die konforme Abbildung selbst ist dadurch erleichtert, daß man sich auf kleine Formänderungen beschränkt. Als Ausgangsprofil wählt man am einfachsten ein Joukowsky-Profil [7]. Da gewöhnliche Joukowsky-Profile an der Hinterkante eine mathematische Spitze (Kantenwinkel Null) haben, so sind sie in der Nähe der Hinterkante stets verhältnismäßig dünn. Wenn die benötigte Profilform hier wesentlich dicker ist, also verhältnismäßig stark vom Joukowsky-Profil abweicht, so kann man auch von verallgemeinerten Joukowsky-Profilen [8] mit schwach abgerundeter Hinterkante oder von Karman-Treffitz-Profilen [9] mit endlichem Kantenwinkel an der Hinterkante ausgehen.

Wegen der Kleinheit der Änderungen erhält man auf diese Weise sehr einfache Beziehungen zwischen den Änderungen der Form und den Änderungen der Druckverteilung. Es liegt daher nahe, diese Beziehungen zu benutzen, um von den letzteren ausgehend die Formänderung zu berechnen. Dabei ergeben sich aber zunächst schon bei der Aufgabenstellung zwei grundsätzliche Schwierigkeiten: Einmal kann man gar nicht alle Druckverteilungen verwirklichen. In einer Potentialströmung, wie sie vorausgesetzt wird, hat ein Körper keinen Widerstand. Es sind daher alle Druckverteilungen auszuschließen, die einen Widerstand ergeben würden. Weitere Einschränkungen sind durch die hier ange-

wandten Methoden der konformen Abbildung bedingt. Es wird jedoch später gezeigt, wie man sich von diesen Einschränkungen befreien kann. Eine weitere Schwierigkeit ist die, daß man eine Druckverteilung nur angeben kann, wenn man die Oberfläche kennt, auf welche der Druck verteilt wird. Da hier die Form dieser Oberfläche aber erst gesucht wird, so ist es notwendig, sich zunächst über die Grundlage der Fragestellung Klarheit zu verschaffen.

Die Druckverteilung ist vor allem wichtig für die Beurteilung der Vorgänge in der Reibungsschicht. Hierbei kommt es auf ihren Verlauf längs der Oberfläche des Körpers an. Man wird daher zweckmäßig den Verlauf des Druckes längs der Abwicklung des Profilmrisses vorschreiben. Dabei ist man weitgehend unabhängig von der unbekannt Form des Profils. Nur die Länge der Abwicklung ist zunächst nicht genau bekannt. Man kann aber die Druckverteilung, ausgehend vom vorderen Staupunkt wenigstens längs des größten Teiles der Oberfläche eindeutig festlegen, und nur am Hinterende bleibt wegen der unsicheren Länge der Abwicklung ein Gebiet unbestimmt. Da bei kleinen Formänderungen der Umfang des Profils sich nur wenig ändert, so erstreckt sich die verbliebene Unsicherheit nur auf ein sehr kleines Gebiet und noch dazu auf ein solches, in dem die Drücke nicht stark veränderlich sind.

2. Zusammenhang zwischen den Änderungen der Profilform und der Druckverteilung.

Da zwischen den Geschwindigkeiten v und den Drücken p die als Bernoullische Gleichung bekannte Beziehung

$$p + \rho \frac{v^2}{2} = \text{konst.} \dots \dots \dots (1)$$

(ρ = Flüssigkeitsdichte) besteht, so ist mit der Geschwindigkeitsverteilung auch die Druckverteilung gegeben. Im folgenden werden daher anstatt der Drücke die Geschwindigkeiten eingeführt.

Das Profil, von dem wir ausgehen, möge durch eine bekannte Abbildung eines Kreises in der z -Ebene auf eine ζ_1 -Ebene entstanden sein. Dabei soll durch die Abbildung die Strömung im Unendlichen nicht geändert werden. Ist das Ausgangsprofil z. B. ein Joukowsky-Profil, so ist

$$\zeta_1 = z + \frac{a^2}{z} \dots \dots \dots (2)$$

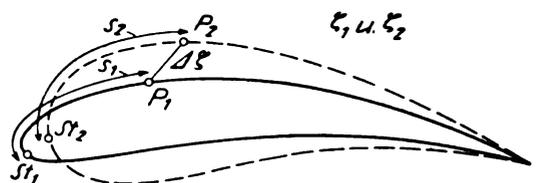
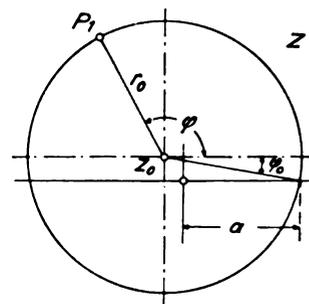


Abb. 1. Abbildung eines Kreises (z -Ebene) auf ein Joukowsky-Profil (ζ_1 -Ebene, ausgezogen) und Übergang zu einem Nachbarprofil (ζ_2 -Ebene, gestrichelt).

(s. Abb. 1). Die Geschwindigkeiten v_1 auf der Oberfläche des Profils lassen sich auf Grund der Abbildungsfunktion leicht berechnen.

Nun bilden wir die ζ_1 -Ebene auf eine ζ_2 -Ebene durch die Funktion

$$\zeta_2 = \zeta_1 + \Delta \zeta \dots \dots \dots (3)$$

ab, wobei $\Delta \zeta = f(\zeta_1)$ ist und $\ll \zeta_1$ sein soll. Die Geschwindigkeit, die in einem bestimmten Punkte P_1 der ζ_1 -Ebene v_1 sein möge, geht dabei in dem P_2 entsprechenden Punkte P_2 der ζ_2 -Ebene in v_2 über, wobei

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\partial \zeta_2}{\partial \zeta_1} = 1 + \frac{\partial \Delta \zeta}{\partial \zeta_1} \dots \dots \dots (4)$$

ist. Setzen wir

$$\frac{1}{v_2} = \frac{1}{v_1} + \Delta \frac{1}{v} \dots \dots \dots (5)$$

so wird

$$\frac{v_1}{v_2} = 1 + v_1 \Delta \frac{1}{v} \dots \dots \dots (6)$$

aus Gl. (4) und (6) erhalten wir

$$v_1 \Delta \frac{1}{v} = \frac{\partial \Delta \zeta}{\partial \zeta_1} \dots \dots \dots (7)$$

Daraus ergibt sich

$$\Delta \zeta = \int v_1 \Delta \frac{1}{v} d \zeta_1 \dots \dots \dots (8)$$

Wenn also die Geschwindigkeitsverteilung v_1 des Ausgangsprofils und die gewünschte Änderung dieser Geschwindigkeiten bzw. ihres Kehrwertes $\Delta \frac{1}{v}$ gegeben ist, so lassen sich die zu dieser Geschwindigkeitsänderung erforderlichen Formänderungen durch eine Integration finden. Es ist aber zu beachten, daß die Größen $\zeta_1, \Delta \zeta, v_1$ und $\Delta \frac{1}{v}$ sämtlich mit Richtung behaftete Vektoren, also komplexe Größen, sind. Nun ist zwar v_1 nach Größe und Richtung bekannt ($\frac{1}{v_1}$ liegt in Richtung der Tangente an das Ausgangsprofil), aber von v_2 kann nur die Größe (der Betrag $|v_2|$) vorgeschrieben werden, die Richtung ist zunächst unbekannt. Man kann die Richtung auch nicht etwa willkürlich neben dem Betrag vorschreiben, da bei einer komplexen Funktion der Ebene wie es v_2 ist, durch Angabe des Betrages auch die Richtung festgelegt ist. Ebenso ist durch Angabe des Realteiles auch der Imaginärteil bestimmt und umgekehrt. Daher muß man sich die fehlenden Angaben erst durch Rechnung verschaffen (s. Abschn. 3).

Bezeichnen wir mit $R\left(v_1 \Delta \frac{1}{v}\right)$ den Realteil und mit $J\left(v_1 \Delta \frac{1}{v}\right)$ den Imaginärteil der komplexen Funktion $v_1 \Delta \frac{1}{v}$, ferner mit $\Delta \xi$ und $\Delta \eta$ den Real- und Imaginärteil (d. h. die ξ - und η -Komponente) von $\Delta \zeta$ und ersetzen schließlich $d \zeta_1$ durch seine Komponente $d \xi$ und $d \eta$, so sind

$$v_1 \Delta \frac{1}{v} = R\left(v_1 \Delta \frac{1}{v}\right) + i J\left(v_1 \Delta \frac{1}{v}\right) \dots \dots (9)$$

$$\Delta \zeta = \Delta \xi + i \Delta \eta \dots \dots \dots (10)$$

$$\text{und} \quad d \zeta_1 = d \xi + i d \eta \dots \dots \dots (11)$$

Gl. (8) nimmt dann die Form an

$$\Delta \xi + i \Delta \eta = \left[R\left(v_1 \Delta \frac{1}{v}\right) + i J\left(v_1 \Delta \frac{1}{v}\right) \right] (d \xi + i d \eta) \quad (12)$$

Trennen wir Real- und Imaginärteil, so ergeben sich die beiden reellen Gleichungen

¹⁾ Wenn $f \frac{1}{v}$ hinreichend klein gegen $\frac{1}{v_1}$ ist, so kann man $v_1 \frac{1}{v}$ durch $\frac{f}{v_1}$ ersetzen, wobei $f v = v_2 - v_1$ ist. Wir wollen aber die allgemeinere Form $v_1 \frac{1}{v}$ beibehalten.

$$\Delta \xi = R\left(v_1 \Delta \frac{1}{v}\right) d \xi - J\left(v_1 \Delta \frac{1}{v}\right) d \eta \dots \dots (13)$$

$$\Delta \eta = J\left(v_1 \Delta \frac{1}{v}\right) d \xi + R\left(v_1 \Delta \frac{1}{v}\right) d \eta \dots \dots (14)$$

Wenn die Funktion $v_1 \Delta \frac{1}{v}$ längs des Umfanges des Ausgangsprofils bekannt ist, so erhält man die ξ - und η -Komponenten der erforderlichen Verschiebungen der Punkte der Oberfläche durch einfache Integrationen längs der ξ - und η -Achsen.

3. Ermittlung der Funktion $v_1 \Delta \frac{1}{v}$.

In Abb. 1 ist ausgezogen das Ausgangsprofil und gestrichelt das gesuchte Profil eingezeichnet. Ein Punkt P_1 des Ausgangsprofils (Koordinate ζ_1) geht bei der konformen Abbildung in den Punkt P_2 (Koordinate ζ_2) über. Die Strecke $P_1 P_2$ ist $\Delta \zeta$. Die Hinterkanten der beiden Profile wollen wir zusammenfallen lassen. Die vorderen Staupunkte werden dann im allgemeinen nicht zusammenfallen. Sie sind in Abb. 1 mit St_1 und St_2 bezeichnet. Da die Abbildungsfunktion regulär sein soll, so geht der vordere Staupunkt St_1 bei der Abbildung wieder in einen Staupunkt über. St_1 und St_2 sind also Punkte, die sich bei der konformen Abbildung entsprechen.

Nun wickeln wir die Konturen der beiden Profile auf eine Gerade ab (Abb. 2). Die vorderen Staupunkte wählen wir als Nullpunkt und bezeichnen die längs der Abwicklung gemessenen Entfernungen vom vorderen Staupunkt beim Ausgangsprofil mit s_1 , beim gesuchten Profil mit s_2 . Die Punkte der Profilunterseite seien positiv, die der Oberseite negativ gerechnet. Auf dieser Abwicklung tragen wir sowohl die gegebene Geschwindigkeit v_1 des Ausgangsprofils längs seiner Oberfläche, wie auch die gewünschte geänderte Geschwindigkeit v_2 auf.

Da die beiden Strömungsfelder in der ζ_1 - und ζ_2 -Ebene durch konforme Abbildung auseinander entstehen, so müssen entsprechende Punkte gleiches Strömungspotential Φ haben. Wenn wir den vorderen Staupunkten das Potential Null zuteilen, so finden wir die auf den Oberflächen herrschenden Potentiale durch Integration der Geschwindigkeiten vom Staupunkt ausgehend. Wir können dann sofort die bei der konformen Abbildung sich entsprechenden Punkte erkennen, indem diese jeweils gleiches Potential haben. Wenn P_1 und P_2 zwei entsprechende Punkte sind, so ist

$$\int_0^{s_1} v_1 ds = \int_0^{s_2} v_2 ds \dots \dots \dots (15)$$

Daraus ergibt sich auch sofort die zunächst noch unbestimmte Länge der Abwicklung des gesuchten Profils. Dabei ist aber vorausgesetzt, daß v_2 die später noch zu erörternden Voraussetzungen erfüllt.

Wir können nun zu jedem Punkt des Ausgangsprofils mit der Geschwindigkeit v_1 und dem Abstand s_1 vom vorderen Staupunkt den entsprechenden Punkt P_2 mit der Geschwindigkeit v_2 und dem Abstand s_2 suchen und die Differenz der reziproken Geschwindigkeitsbeträge in diesen entsprechenden Punkten

$$\Delta \left| \frac{1}{v} \right| = \left| \frac{1}{v_2} \right| - \left| \frac{1}{v_1} \right| \dots \dots \dots (16)$$

bilden. Durch Multiplikation mit v_1 erhalten wir die Funktion

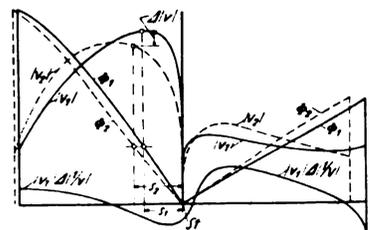


Abb. 2. Verlauf der Geschwindigkeiten und Potentiale längs der der Abwicklung der Profile.

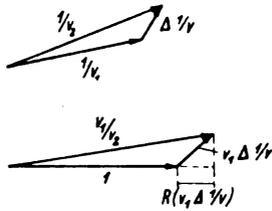


Abb. 3.
Geometrischer Zusammenhang der verschiedenen Geschwindigkeitsvektoren.

$$v_1 \Delta \left| \frac{1}{v} \right| = \frac{v_1}{v_2} - 1 \dots \dots \dots (17)$$

in Abhängigkeit von s_1 .

In Abb. 3 ist oben der geometrische Zusammenhang von $\frac{1}{v_1}$, $\frac{1}{v_2}$ und $\Delta \frac{1}{v}$ dargestellt und darunter der durch Division mit $\frac{1}{v_1}$ sich ergebende von 1, $\frac{v_1}{v_2}$ und $v_1 \Delta \frac{1}{v}$. Man erkennt hieraus, daß für $\Delta \frac{1}{v} \ll \frac{1}{v_1}$ die Differenz $\frac{v_1}{v_2} - 1$ nahezu gleich der Projektion von $v_1 \Delta \frac{1}{v}$ auf die reelle Achse, also dem Realteil von $v_1 \Delta \frac{1}{v}$, ist. Wir erhalten somit

$$v_1 \Delta \left| \frac{1}{v} \right| = \frac{v_1}{v_2} - 1 \approx R \left(v_1 \Delta \frac{1}{v} \right)$$

Aus den zunächst gegebenen Beträgen der Ausgangsgeschwindigkeit v_1 und der geforderten Geschwindigkeit v_2 können wir demnach den Realteil der Funktion $v_1 \Delta \frac{1}{v}$ berechnen.

Wir müssen nun zur Vervollständigung derselben den zugehörigen Imaginärteil $J \left(v_1 \Delta \frac{1}{v} \right)$ ermitteln. Es ist dies eine bekannte Aufgabe der Funktionstheorie. Zu dem Zweck übertragen wir die Funktion $v_1 \Delta \frac{1}{v}$ auf die z -Ebene, in der die Profilkontur durch konforme Abbildung in einen Kreis übergeht, dessen Mittelpunkt z_0 und dessen Radius r_0 sein möge. Die Realteile der gesuchten Funktion $v_1 \Delta \frac{1}{v}$ sind nunmehr auf dem Umfange dieses Kreises gegeben. Fassen wir den Realteil dieser Funktion am Kreisrande als die Radialkomponente einer Strömung auf, so ist der zugehörige Imaginärteil die Tangentialkomponente dieser Strömung. Diese Strömung wiederum läßt sich als Feld einer Quellverteilung über den Kreisrand darstellen, wobei die Quellstärke je Längeneinheit gleich der doppelten Radialkomponente ist. Eine Quelle von der Stärke E im Punkte K_2 des Kreisrandes (Abb. 4) mit den Polarkoordinaten $r_0 \varphi_2$ erzeugt im Punkte K_1 (Polarkoordinaten $r_0 \varphi_1$) eine Geschwindigkeit

$$w = \frac{E}{2 l \pi} \dots \dots \dots (18)$$

wobei

$$l = 2 r_0 \sin \left(\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2} \right)$$

die Entfernung $K_1 K_2$ bedeutet. Diese Geschwindigkeit liegt

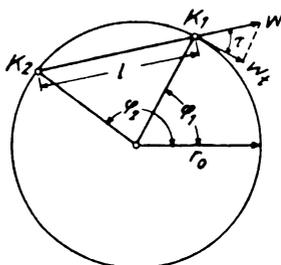


Abb. 4. Zur Berechnung des Imaginärteiles aus dem Realteil.

in der Richtung $K_2 K_1$, sie bildet mit der Tangente im Punkte K_1 den Winkel

$$\tau = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2} \dots \dots \dots (19)$$

Die Komponente von w in Richtung dieser Tangente ist

$$w_t = w \cos \tau = \frac{E}{4 r_0 \pi} \operatorname{ctg} \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2} \dots \dots \dots (20)$$

Haben wir auf dem Kreisrande eine Quellverteilung

$$dE = 2 R r_0 d\varphi, \dots \dots \dots (21)$$

wobei $R = R \left(v_1 \Delta \frac{1}{v} \right)$ den Realteil der über den Kreis-

umfang (φ) aufgetragenen Funktion $v_1 \Delta \frac{1}{v}$ bedeuten soll, so ergibt sich im Punkte P_1 eine Tangentialgeschwindigkeit

$$w_t = \int_0^{2\pi} \frac{dE}{4 r_0 \pi} \operatorname{ctg} \frac{\varphi - \varphi_1}{2} d\varphi = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} R \operatorname{ctg} \frac{\varphi - \varphi_1}{2} d\varphi \dots \dots \dots (22)$$

Die radiale Komponente, welche sich unter dem Einfluß aller auf dem Kreisrande verteilten Quellen ergibt, ist Null, wenn die Summe dieser Quellen Null ist. Dies ist aber aus Kontinuitätsgründen stets der Fall. Die Komponente w_t

ist der Imaginärteil unserer Funktion $v_1 \Delta \frac{1}{v}$ im Punkte P_1 .

Er möge mit J_1 bezeichnet werden. Wir können ihn demnach für jeden Punkt des Kreises und damit auch für den entsprechenden Punkt des Profiles in der z_1 -Ebene durch eine Integration berechnen²⁾. Es ist

$$J_1 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} R \operatorname{ctg} \frac{\varphi - \varphi_1}{2} d\varphi \dots \dots \dots (23)$$

Für die Auswertung des Integrales ist es störend, daß der Integrand für $\varphi = \varphi_1$ unendlich wird. Da aber

$$\int_0^{2\pi} \operatorname{ctg} (\varphi - \varphi_1) d\varphi = 0$$

ist, so können wir die Formel für den Imaginärteil auch in der Form

$$J_1 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (R - R_1) \operatorname{ctg} \frac{\varphi - \varphi_1}{2} d\varphi \dots \dots \dots (24)$$

schreiben. Für $\varphi = \varphi_1$ geht hierbei $R - R_1$ im gleichen Maße gegen Null wie $\operatorname{ctg} \frac{\varphi - \varphi_1}{2}$ gegen unendlich geht, so daß das Produkt endlich bleibt.

4. Einschränkungen in der Wahl der Geschwindigkeitsverteilung.

Im vorigen Kapitel hatten wir die Geschwindigkeitsverteilung längs der Abwicklung s_2 zunächst ganz willkürlich angenommen. Wir können damit in der geschilderten Weise die Funktion $v_1 \Delta \frac{1}{v}$ berechnen und nunmehr gemäß Gl. (8) bzw. (13) und (14) durch Integration längs des Umfanges s_1 die Werte von $\Delta \zeta$ für jeden Punkt berechnen. An der Hinterkante wollen wir die Profile zusammenfallen lassen. Dort ist demnach $\Delta \zeta = 0$. Nehmen wir die Hinterkante zum Ausgangspunkt bei der Integration, so können wir längs des Umfanges des Profiles die Werte $\Delta \zeta$ berechnen. Dabei kommen wir schließlich nach vollständiger Umschlingung des Profiles wieder an der Hinterkante an und werden dabei im allgemeinen einen von Null verschiedenen Wert von $\Delta \zeta$ errechnen. Unser neues Profil wird also an der Hinterkante sich nicht mehr schließen. Um ein geschlossenes Profil zu erreichen, muß der Wert von $\Delta \zeta$, der sich aus

²⁾ Man kann den Imaginärteil auch in der Weise berechnen, daß man den Realteil in eine Fourierreihe zerlegt und $\cos n\varphi$ durch $-\sin n\varphi$ und $\sin n\varphi$ durch $\cos n\varphi$ ersetzt. Da man sich hierbei aber auf eine endliche Anzahl von Fourierreihen beschränken muß, so ist dieses Verfahren im allgemeinen erheblich ungenauer als das Integrationsverfahren.

Gl. (8) bei einer vollständigen Umschließung des Profiles ergibt, Null sein:

$$\oint v_1 \Delta \frac{1}{v} d\zeta_1 = 0 \dots \dots \dots (25)$$

Die Bedingung, daß das geschlossene Integral über eine Funktion Null sein soll, spielt in der Funktionentheorie eine große Rolle. Sie ist erfüllt, wenn innerhalb des geschlossenen Integrationsweges die Funktion kein Residuum hat, d. h. keine Stelle ζ_0 , in deren Umgebung sich die Funktion wie $\frac{1}{\zeta - \zeta_0}$ verhält. Faßt man die Funktion als Geschwindigkeit auf, so bedeuten derartige Stellen Quellen oder Wirbel. Da wir von der Funktion $v_1 \Delta \frac{1}{v}$ ohnehin verlangen müssen, daß sie außerhalb des Profiles keine singulären Stellen aufweist und daß sie außerdem im Unendlichen verschwindet, da ja die Geschwindigkeit im Unendlichen unverändert bleiben soll, so können wir die Funktion nach Potenzen von $\frac{1}{\zeta_1}$ entwickeln. Bei der Integration über einen geschlossenen Integrationsweg ergeben dann alle Glieder mit einer höheren Potenz als Eins den Beitrag Null, nur das Glied mit $\frac{1}{\zeta_1}$ liefert einen endlichen Beitrag. Wenn nun die Forderung besteht, daß das Integral Null sein muß, so bedeutet das, daß bei einer Entwicklung der Funktion nach Potenzen von $\frac{1}{\zeta_1}$ das erste Glied fehlen muß. Da die Funktion im Unendlichen verschwinden muß, so darf natürlich auch kein konstantes Glied und keine positive Potenz von ζ_1 auftreten.

Anstatt nun die Potenzreihenentwicklung in der ζ_1 -Ebene vorzunehmen, können wir das auch in der z -Ebene tun. Die Abbildungsfunktion der z -Ebene auf die ζ_1 -Ebene für das Ausgangsprofil ist bei Joukowski- und bei Karman-Trefftz-Profilen³⁾ so, daß bei der Übertragung der Reihen von z auf ζ_1 das Glied mit $\frac{1}{z - z_0}$ unverändert in das mit $\frac{1}{\zeta_1}$ übergeht, daß also das Residuum unverändert bleibt.

Bereits für die Berechnung des Imaginärteiles von $v_1 \Delta \frac{1}{v}$ hatten wir die Funktionswerte $v_1 \Delta \frac{1}{v}$ auf den Kreisumfang in der z -Ebene übertragen. Ist die Potenzreihenentwicklung

$$v_1 \Delta \frac{1}{v} = a_0 + i b_0 + \frac{a_1 + i b_1}{z - z_0} + \frac{a_2 + i b_2}{(z - z_0)^2} + \dots \dots \dots (26)$$

so ist am Kreisumfang $z - z_0 = r_0 e^{i\varphi}$ also

$$\begin{aligned} v_1 \Delta \frac{1}{v} &= a_0 + i b_0 + \frac{a_1 + i b_1}{r_0} e^{-i\varphi} + \frac{a_2 + i b_2}{r_0^2} e^{-2i\varphi} \\ &= a_0 + \frac{a_1}{r_0} \cos \varphi + \frac{a_2}{r_0^2} \cos 2\varphi + \dots \\ &\quad + \frac{b_1}{r_0} \sin \varphi + \frac{b_2}{r_0^2} \sin 2\varphi + \dots \\ &\quad - i \left[\frac{a_1}{r_0} \sin \varphi + \frac{a_2}{r_0^2} \sin 2\varphi + \dots \right. \\ &\quad \left. - b_0 - \frac{b_1}{r_0} \cos \varphi - \frac{b_2}{r_0^2} \cos 2\varphi - \dots \right] \dots \dots \dots (27) \end{aligned}$$

Der Koeffizient b_0 wird bei den durch Gl. (23) bzw. (24) gegebenen Berechnungsverfahren von selbst Null. Um die Koeffizienten a_0 , a_1 und b_1 der Potenzreihenentwicklung zu finden, brauchen wir nur die entsprechenden Koeffizienten einer Fourierreihe für den Realteil von $v_1 \Delta \frac{1}{v}$ also von

$v_1 \Delta \left| \frac{1}{v} \right|$ zu bestimmen. Es ist

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} v_1 \Delta \left| \frac{1}{v} \right| d\varphi \\ a_1 &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} v_1 \Delta \left| \frac{1}{v} \right| \cos \varphi d\varphi \\ b_1 &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} v_1 \Delta \left| \frac{1}{v} \right| \sin \varphi d\varphi \end{aligned} \dots \dots \dots (28)$$

Sind die sich ergebende Werte a_0 , a_1 und b_1 nicht Null, so müssen wir von der Funktion $v_1 \Delta \frac{1}{v}$ die Funktion

$$a_0 + \frac{a_1}{r_0} \cos \varphi + \frac{b_1}{r_0} \sin \varphi$$

abziehen, wodurch dann die betreffenden Glieder verschwinden. Wir müssen dann allerdings nachprüfen, ob die dadurch bedingte Änderung der Geschwindigkeit v_2 noch unseren Absichten entspricht. Im allgemeinen wird diese Korrektur nur eine sehr gleichmäßige Veränderung der Geschwindigkeitsverteilung nach sich ziehen, welche meist bedeutungslos ist. Beabsichtigt wird ja in der Regel die Beseitigung von einzelnen Buckeln oder Spitzenwerten der Geschwindigkeiten, welche zu vorzeitigen Ablösungsvorgängen Anlaß geben. Diese kommen aber im wesentlichen durch die höheren Glieder der Fourierreihe zum Ausdruck.

Wir haben uns auf solche Änderungen des Profiles beschränkt, welche durch eine konforme Abbildung dargestellt werden können. Dies bedingt die Forderung, daß das Linienintegral der Geschwindigkeit vom vorderen Staupunkt bis zur Hinterkante auf der Oberseite des Profiles Φ_0 wie auch das entsprechende auf der Unterseite Φ_u unverändert bleiben. Diese Beschränkung ist an sich willkürlich, sie schließt z. B. Änderungen des Profiles aus, die einer einfachen Drehung desselben (Anstellwinkeländerung) entsprechen, da ja hierbei eine Änderung der Zirkulation $\Phi_0 - \Phi_u$ eintritt. Wir können uns davon aber unabhängig machen, indem wir dem Ausgangsprofil zunächst durch nicht konforme Änderungen die gewünschten Werte von Φ_0 und Φ_u verschaffen. Durch Änderung des Anstellwinkels können wir, wie schon erwähnt, die Differenz $\Phi_0 - \Phi_u$ beeinflussen⁴⁾. Durch ähnliche Vergrößerung des Profiles werden Φ_0 und Φ_u proportional vergrößert. Durch die Verbindung der beiden Maßnahmen, Drehung und ähnliche Vergrößerung kann man demnach jeden beliebigen Wert von Φ_0 und Φ_u erreichen.

Es liegt die Frage nahe, ob man durch derartige nicht konforme Änderungen von der obenerwähnten Bedingung

$\oint v_1 \Delta \frac{1}{v} ds = 0$ unabhängig wird. Da $v_1 \Delta \frac{1}{v}$ eine analytische Funktion von ζ_1 ist, welche außerhalb des Profiles keine singulären Stellen hat, so können wir den geschlossenen Integrationsweg anstatt längs der Profilloberfläche auch im Unendlichen wählen. v_1 geht dabei in die konstante Anströmgeschwindigkeit v_∞ über. Die Änderung der Geschwindigkeit Δv_∞ wird im Unendlichen beliebig klein, so daß $\Delta v_\infty \ll v_\infty$ ist. Wir können deshalb

$$\begin{aligned} \oint v_1 \Delta \frac{1}{v} ds &= \oint v_\infty \Delta \frac{1}{v_\infty} ds_\infty = \oint \frac{\Delta v_\infty}{v_\infty} ds_\infty \\ &= \frac{1}{v_\infty} \oint \Delta v_\infty ds_\infty \dots \dots \dots (29) \end{aligned}$$

setzen. Der Realteil von $\oint \Delta v_\infty ds_\infty$ stellt die Änderung der Zirkulation um den Flügel, der Imaginärteil die Änderung der durch den geschlossenen Integrationsweg nach außen strömenden Flüssigkeit dar. Die Zirkulation können wir durch Änderung des Anstellwinkels beeinflussen und somit auch den Realteil von $v_\infty \oint v_1 \Delta \frac{1}{v} ds$. Die durch den ge-

³⁾ Das gleiche gilt aber auch für alle praktisch in Frage kommende Abbildungsfunktionen. Voraussetzung ist, daß bei der Abbildung das Unendliche unverändert bleibt.

⁴⁾ Für die Änderung der Geschwindigkeitsverteilung mit dem Anstellwinkel hat wenig einfache Zusammenhänge aufgestellt, die für diese allgemeinere Behandlung der Aufgabe von Nutzen sein können [10].

schlossenen Integrationsweg strömende Flüssigkeitsmenge muß aber aus Kontinuitätsgründen Null sein. Sie läßt sich also nicht beeinflussen und damit bleibt die Bedingung

$$J \left(v_\infty \oint v_1 \Delta \frac{1}{\alpha} ds \right) = 0 \quad (30)$$

als wesentliche Einschränkung der gewählten Geschwindigkeitsverteilung bestehen. Der innere Grund für diese Einschränkung liegt darin, daß eine Geschwindigkeitsverteilung,

bei der $v_\infty \oint v_1 \Delta \frac{1}{v} ds \neq 0$ ist, eine Änderung der auf das Profil wirkenden Kraft ergibt; und zwar bedeutet der Realteil die in Richtung des Auftriebes, der Imaginärteil die in Richtung des Widerstandes fallende Komponente dieser zusätzlichen Kraft. Die Forderung, daß

$\left(v_\infty \oint v_1 \Delta \frac{1}{v} ds \right) = 0$ sein muß, ist demnach identisch mit der bereits in der Einleitung erwähnten Forderung, daß die gewählte Druck- bzw. Geschwindigkeitsverteilung keinen Widerstand ergeben darf.

5. Beispiel ⁵⁾.

Abb. 5 zeigt dünn ausgezogen ein Joukowski-Profil, das durch die Abbildung

$$\zeta_1 = z + \frac{a^2}{z}$$

aus einem Kreise entstanden ist. Die Lage des Mittelpunktes des Kreises z_0 (Abb. 1) ist dabei für die Wölbung und Dicke des Profiles ausschlaggebend.

Bei einem Anstellwinkel $\alpha = 7^\circ$ ergibt sich die in Abb. 6 gezeigte Druckverteilung mit dem dünn ausgezogenen lokalen Druckminimum in der Nähe der Nase. Wir wollen dieses Druckminimum beseitigen und eine Druckverteilung entsprechend der dick ausgezogenen Kurve erreichen. Da wir die Zirkulation und damit den Auftrieb nicht ändern wollen, so müssen wir von vorn herein versuchen, die in der Druckverteilungskurve abgeschnittenen Flächen durch entsprechende Vergrößerung des Druckes an anderen Stellen wieder auszugleichen. Dabei müssen wir aber auch darauf achten, daß durch die neue Druckverteilung kein Widerstand entsteht. Um die Auswahl einer geeigneten Lage für die erforderliche Ergänzungsfläche zu erleichtern, ist in Abb. 7

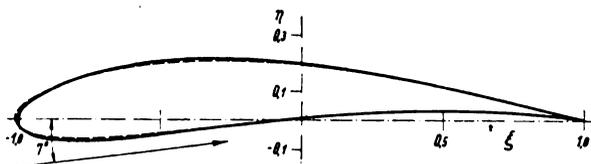


Abb. 5. Ausgangsprofil (ausgezogen) und abgeändertes Profil (gestrichelt).

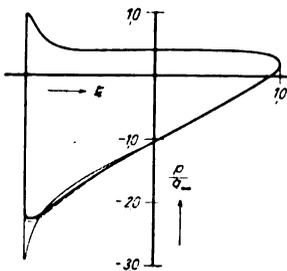


Abb. 6. Änderung der Druckverteilung des Ausgangsprofils.

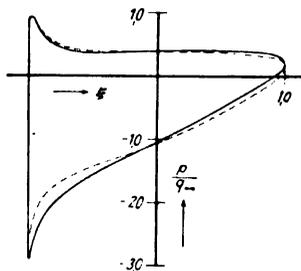


Abb. 7. Verbotene Druckverteilungsänderung.

⁵⁾ Für die Durchrechnung des Beispiels und für die sich dabei ergebenden praktischen Winke danke ich Frl. Dr.-Ing. J. Lotz.

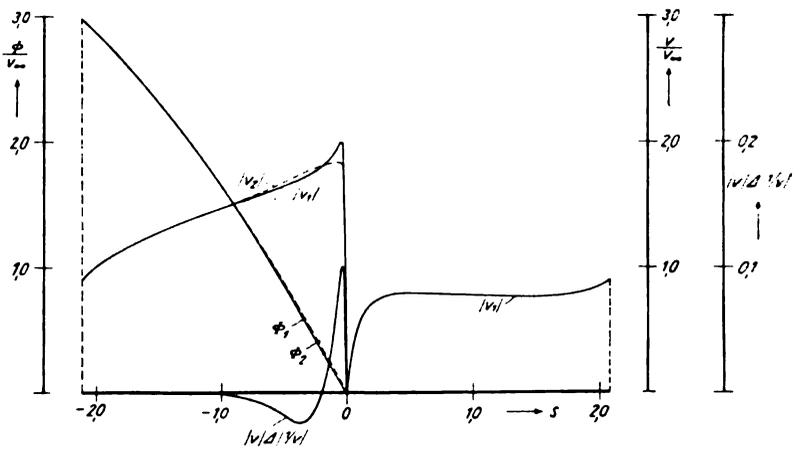


Abb. 8. Verlauf der Geschwindigkeiten und Potentiale längs der Abwicklung des Profils.

die verbotene Druckänderung, welche einem $v_1 \Delta \frac{1}{v} = \frac{a_1}{r_0} \cos \varphi = -0,05 \cos \varphi$ entspricht und einen Widerstand $\frac{a_1}{r_0}$ ergibt, dargestellt. Man ersieht daraus, daß man den Ausgleich für die abgeschnittene Druckspitze nicht im hinteren Teil der Saugseite anbringen darf. Man muß ihn vielmehr entweder noch im vorderen Teil der Saugseite, also gleich hinter der abgeschnittenen Spitze oder im hinteren Teile der Druckseite unterbringen. Wir wählen die erstere Stelle und lassen den hinteren Teil der Saugseite und die ganze Druckseite unverändert.

In Abb. 8 ist die Geschwindigkeit v_1 auf der Oberfläche des Joukowski-Profiles über der Abwicklung derselben aufgetragen⁶⁾. Als Nullpunkt ist der vordere Staupunkt gewählt. Weiterhin ist die gewünschte Änderung der Geschwindigkeitsverteilung, das Abschneiden des Geschwindigkeitsmaximums dargestellt (v_2). Durch Planimetrieren der Geschwindigkeitskurven erhält man die gleichfalls aufgetragenen Potentialverteilungen

$$\Phi_1 = \int_0^{s_1} v_1 ds \quad \text{und} \quad \Phi_2 = \int_0^{s_2} v_2 ds.$$

Wegen des Ausgleichs der Druckverteilungsflächen in einem kleinen Gebiet, fallen die Potentialkurven außerhalb dieses Gebietes nahezu genau zusammen. Die Gesamtlänge der Abwicklung sowohl der Ober- wie der Unterseite bleibt deshalb in diesem Falle unverändert. Berechnen wir jeweils in Punkten mit gleichem Potential ($\Phi_1 = \Phi_2$) die Differenz der reziproken Geschwindigkeiten $\Delta \left| \frac{1}{v} \right| = \left| \frac{1}{v_2} \right| - \left| \frac{1}{v_1} \right|$, tragen diese Werte über die zu v_1 gehörige Abweichung auf, multiplizieren diese mit v_1 , so ergibt sich schließlich die gleichfalls in Abb. 8 eingetragene Kurve $|v_1| \Delta \left| \frac{1}{v} \right|$. Sie hat nur in der

Gegend der vorgenommenen Druckänderungen endliche Werte. Übertragen wir die letzteren Werte auf die Abwicklung des Kreises der dem Joukowski-Profilentspricht (Abb. 1), so erhalten wir die in Abb. 9 unten als dicke Linie dargestellte Kurve. An ihr müssen wir zunächst feststellen, ob die gewünschte Geschwindigkeitsverteilung brauchbar ist. Durch Ausplanimetrieren finden wir

$$a_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} v_1 \Delta \left| \frac{1}{v} \right| d\varphi = 0,0016.$$

Das konstante Glied a_0 können wir am bequemsten durch eine Änderung auf der Druckseite beseitigen (dünne Linie in Abb. 9), wobei gleichzeitig ein etwas glatterer Verlauf

⁶⁾ Als Längeneinheit für diese und die folgenden Abbildungen ist die Entfernung der Hinterkante des Profils vom Nullpunkt der ζ_1 - bzw. der ζ_2 -Ebene gewählt. Diese ist gleich $2a$, wobei a die aus Gl. (2) und Abb. 1 ersichtliche Bedeutung hat. Die Geschwindigkeiten sind durch Division mit der Geschwindigkeit im Unendlichen v_∞ dimensionslos gemacht.

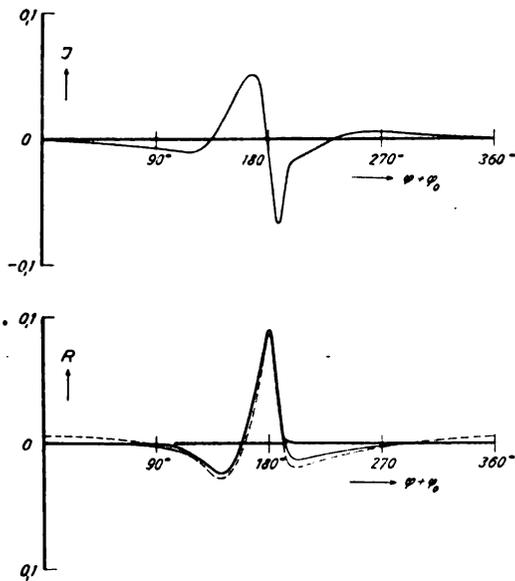


Abb. 9. Verlauf von $R\left(v_1 \Delta \frac{1}{v}\right)$ und von $J\left(v_1 \Delta \frac{1}{v}\right)$ längs des Kreisumfanges in der z-Ebene.

der Kurve erzielt wird. Für diese geänderte Kurve bestimmen wir

$$\frac{a_1}{r_0} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} |v_1| \Delta \left| \frac{1}{v} \right| \cos \varphi d\varphi = -0,0053,$$

$$\frac{b_1}{r_0} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} |v_1| \Delta \left| \frac{1}{v} \right| \sin \varphi d\varphi = -0,0012.$$

Ziehen wir die Werte $\frac{a_1}{r_0} \cos \varphi + \frac{b_1}{r_0} \sin \varphi = -0,0053 \cos \varphi - 0,0012 \sin \varphi$ von der Kurve $R\left(v_1 \Delta \frac{1}{v}\right)$ ab, so ergibt sich die gestrichelt gezeichnete Abweichung. Die entsprechenden Änderungen der Kurven in Abb. 6 sind ebenfalls gestrichelt eingezeichnet. Man sieht, daß diese Korrekturen nur unerheblich sind und den beabsichtigten Zweck nicht beeinträchtigen⁷⁾.

Mit den korrigierten Werten (gestrichelte Kurve) von $|v_1| \Delta \left| \frac{1}{v} \right| = R\left(v_1 \Delta \frac{1}{v}\right)$ berechnen wir für verschiedene Punkte des Kreisumfanges die Imaginärwerte $J\left(v_1 \Delta \frac{1}{v}\right)$ nach Gl. (24)

⁷⁾ Einen Teil dieser Korrektur hätten wir außerdem vermeiden können, wenn wir den Anstellwinkel des Ausgangsprofils geändert hätten. Wir wollen aber hier an der Forderung festhalten, daß das neue Profil den gleichen Auftrieb ergeben solle, wie das Ausgangsprofil.

durch Auftragen und Ausplanimetrieren der betreffenden Integranden. Das Ergebnis über den Kreisumfang aufgetragen zeigt Abb. 9 oben. Bei dieser Funktion müssen die ersten Glieder der Fourierreihe an sich Null sein. Es empfiehlt sich aber wegen der unvermeidlichen Ungenauigkeiten diese Eigenschaft besonders nachzuprüfen und erforderlichen Falles den Verlauf der Kurve etwas zu korrigieren.

Projizieren wir die Punkte der Kontur des Joukowsky-Profiles einmal auf die ξ -Achse und einmal auf die η -Achse und tragen über beiden Projektionen sowohl die Funktion $R\left(v_1 \Delta \frac{1}{v}\right)$ als auch $J\left(v_1 \Delta \frac{1}{v}\right)$ auf (Abb. 10 und 11), so können wir durch stückweises Planimetrieren die Koordinatenverschiebungen $\Delta \xi$ und $\Delta \eta$ nach Gl. (13) und (14) ermitteln.

Für die Hinterkante, auf welche wir beim Integrieren über den vollen Umfang zurückkommen, muß $\Delta \xi = \Delta \eta = 0$ sein. Diese Bedingung bildet eine gute Kontrolle für die richtige Durchführung der Integrationen. Eine derartige Kontrolle ist auch nötig, da die zu integrierenden Flächen, wie man aus Abb. 10 und 11 sieht, aus großen positiven und negativen Teilen bestehen, so daß das Ergebnis als verhältnismäßig kleine Differenz positiver und negativer Bestandteile leicht ungenau wird. Da die Ausdrücke für $\Delta \xi$ und $\Delta \eta$ aus je zwei Integralen bestehen, so kann man nicht ohne weiteres erkennen, wie sich die Ungenauigkeiten auf die einzelnen Integrale verteilen, falls die erwähnte Kontrolle nicht stimmt. Für die Beseitigung der Ungenauigkeiten ist es aber wichtig, sie für jedes Integral getrennt zu kennen. Um dies zu erreichen, geht man zweckmäßig folgendermaßen vor. Die Ordinaten ξ und η des Ausgangsprofils, lassen sich als Funktionen des Umfanges des Kreises der z-Ebene, also als Funktionen des Winkels φ darstellen. Nun kann man ξ und η in je zwei Bestandteile

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 \quad \eta = \eta_1 + \eta_2 \dots \dots \dots (31)$$

aufspalten, wobei

$$\xi_1 = \left(r_0 + \frac{a^2}{r_0}\right) \cos \varphi \quad \eta_1 = \left(r_0 - \frac{a^2}{r_0}\right) \sin \varphi \quad (32)$$

ist. Da die Ausdrücke für $R\left(v_1 \Delta \frac{1}{v}\right)$ und $J\left(v_1 \Delta \frac{1}{v}\right)$ keine Glieder mit $\sin \varphi$ und $\cos \varphi$ enthalten dürfen, so ist

$$\oint R d\xi_1 = \oint J d\xi_1 = \oint R d\eta_1 = \oint J d\eta_1 = 0 \quad (33)$$

Wir können daher für diese vier Integrale einzeln die Kontrolle ausüben, ob sie Null sind, und nötigenfalls durch geringe Änderung der doch nur begrenzt genauen Kurven für $R\left(v_1 \Delta \frac{1}{v}\right)$ und $J\left(v_1 \Delta \frac{1}{v}\right)$ die Unstimmigkeiten beseitigen. Für die verbleibenden Integrationen über ξ_2 und η_2 fehlt uns dann zwar auch weiterhin die Einzelkontrolle. Aber diese Integrale sind im allgemeinen schon so klein gegenüber den abgetrennten Integralen über ξ_1 und η_1 , daß die hier noch auftretenden Ungenauigkeiten keine störende Rolle mehr

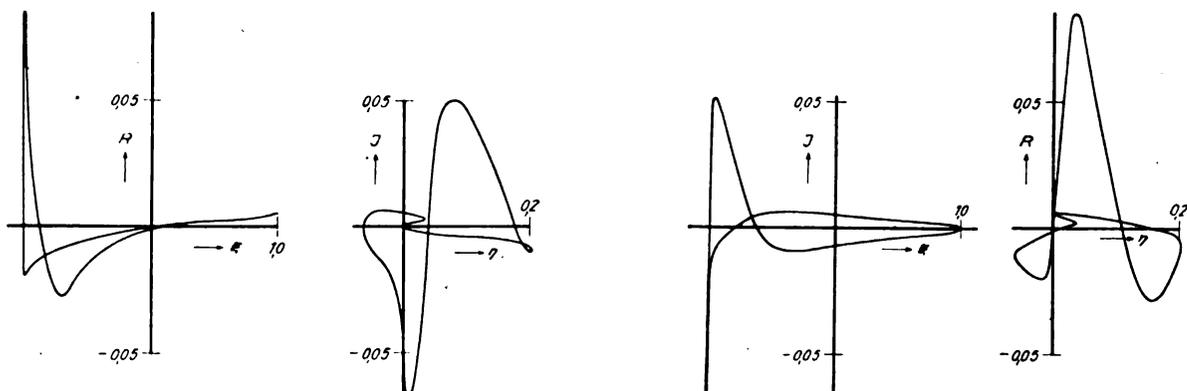
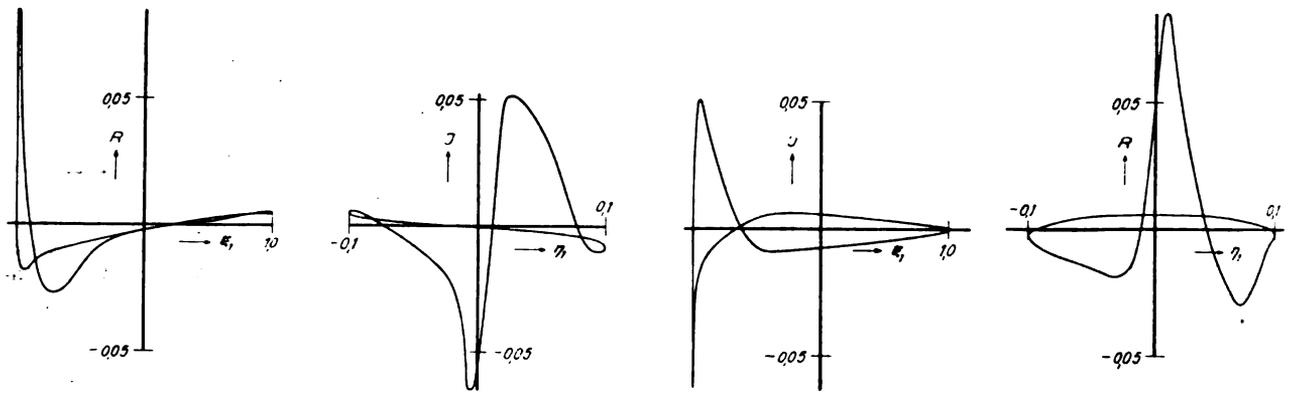
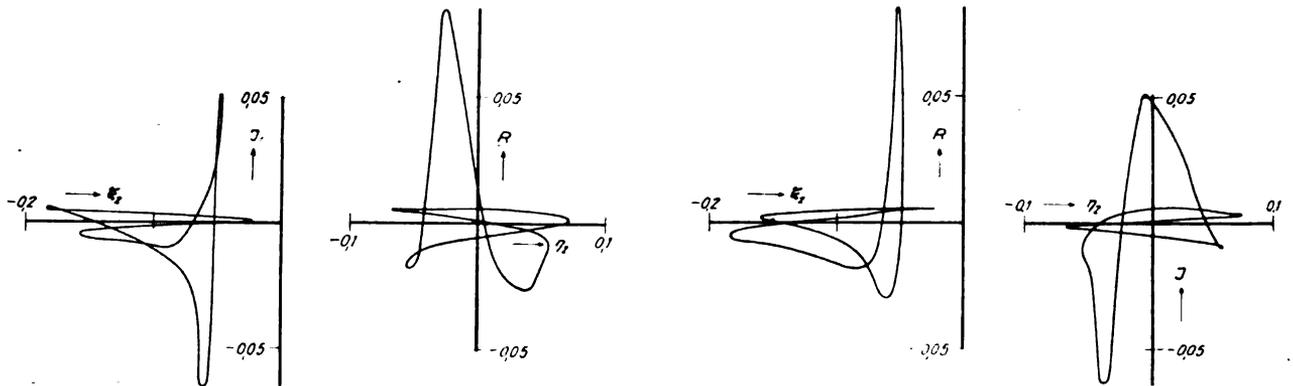


Abb. 10 und 11. Verlauf von R und J längs der Projektion des Profilumrisses auf die ξ - und η -Achsen.

Abb. 12 und 13. Verlauf von R und J längs der ξ_1 und η_1 -Achsen.Abb. 14 und 15. Verlauf von R und J längs der ξ_2 und η_2 -Achsen.

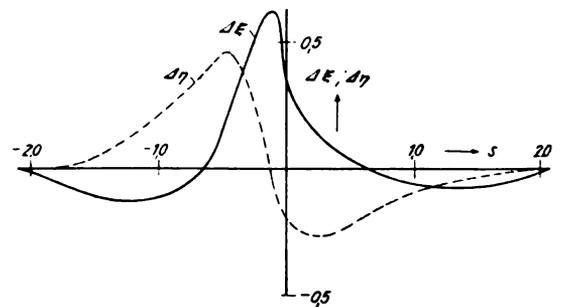
spielen. Abb. 12 bis 15 zeigen die acht zu integrierenden Funktionen; man sieht daraus die untergeordnete Bedeutung der Integrationen über ξ_2 und η_2 (für ξ_2 ist ein größerer Maßstab verwandt als für ξ_1). In Abb. 16 sind die sich ergebenden Werte von $\Delta\xi$ bzw. $\Delta\eta$ zusammengestellt. Die sich hieraus ergebenden Änderungen des Profiles sind in Abb. 5 eingetragen. Die ausgezogene Linie in dieser Abbildung ist das Ausgangsprofil, die gestrichelte die geänderte Form.

6. Zusammenfassung.

Wenn man ein Profil sucht, welches eine gegebene Druckverteilung erzielen soll, so muß man bei der Stellung der Aufgabe beachten, daß die Druckverteilung keinen Widerstand ergeben darf. Eine weitere grundsätzliche Schwierigkeit besteht darin, daß man eine Druckverteilung eigentlich nur dann angeben kann, wenn man den Ort, wo die Drücke wirken sollen, also die Profilform bereits kennt. Diese Schwierigkeit kann man umgehen, wenn man die Druckverteilung längs der Abwicklung des Profiles vorschreibt. Bei dieser Formulierung der Aufgabe läßt sich die Änderung der Profilform ermitteln, welche eine bestimmte Änderung der Druckverteilung bewirkt. Die Beschränkungen, welchen bei der Aufgabenstellung die geforderte Druckverteilung unterliegt, werden besprochen. Es ergibt sich, daß als wesentliche Beschränkung nur die Forderung übrig bleibt, daß der Widerstand Null sein muß. An einem Beispiel wird das Verfahren erläutert.

7. Schrifttum.

- [1] F. We in ig, Widerstands- und Tragflügelprofile mit vorgeschriebener Geschwindigkeitsverteilung an der Oberfläche. Z. angew. Math. Mech. Bd. 9 (1929), S. 507.
- [2] C. S ch m i e d e n, Die Berechnung kavitationssicherer Tragflügelprofile. Z. angew. Math. Mech. Bd. 12 (1932), S. 288.
- [3] R. v. M i s e s, Zur Theorie des Tragflächenantriebes. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Bd. 8 (1917), S. 157 und Bd. 11 (1920), S. 68 und 87.
- [4] W. M ü l l e r, Die Ermittlung von Auftriebsinvarianten vorgegebener Profile. Z. angew. Math. Mech. Bd. 5 (1925), S. 397.
- [5] F. H ö h n d o r f, Verfahren zur Berechnung des Auftriebes gegebener Tragflächenprofile. Z. angew. Math. Mech. Bd. 6 (1926), S. 265.
- [6] Th. T h e o d o r s e n, Theory of wing sections of arbitrary shape. NACA Rep. 411.
- [7] E. T r e f f t z, Graphische Konstruktion Joukowski-scher Tragflächen. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Bd. 15 (1924), S. 100.
- [8] A. B e t z, Eine Verallgemeinerung der Joukowski-schen Flügelabbildung. Z. Flugtechn. u. Motorluftsch. Bd. 15 (1924), S. 100.
- [9] Th. v. K a r m a n u. E. T r e f f t z, Potentialströmung um gegebene Tragflächenquerschnitte. Z. Flugtechn. u. Motorluftsch. Bd. 9 (1918), S. 111.
- [10] W e i n i g, Übertragung der Druckverteilung an einem Tragflügelprofil bei einem bestimmten auf einen beliebigen Anstellwinkel. Werft Reed. Hafen 1931, S. 115—116.

Abb. 16. Die sich ergebenden Verschiebungen $\Delta\xi$ und $\Delta\eta$ der Profilpunkte.

Über die Abhängigkeit des Profilwiderstandes vom Auftrieb bei Joukowsky- und joukowsky-ähnlichen Profilen.

Von H. Muttray, Aerodynamische Versuchsanstalt Göttingen.

Bei der Leistungsberechnung von Flugzeugentwürfen geht man häufig — sofern keine Modellmessungen vorliegen — von der Voraussetzung einer vom Auftriebsbeiwert unabhängigen Beizahl für den Profilwiderstand aus.

Diese Voraussetzung ist nicht immer in befriedigender Weise erfüllt. Es ist daher erwünscht, die Abhängigkeit der Profilwiderstandsbeizahl von der Auftriebsbeizahl genauer zu kennen. Im folgenden wird gezeigt, daß ein einfaches parabolisches Gesetz für die Abhängigkeit des Profilwiderstandsbeiwertes vom Auftriebsbeiwert besteht, das eine genauere Leistungs-Vorabrechnung von Flugzeugentwürfen gestattet.

Gliederung.

1. Einleitung.
2. Das Gesetz für den Profilwiderstand.
3. Untersuchung von Göttinger Profilmessungen auf Gültigkeit des angegebenen Profilwiderstandsgesetzes hin.
4. Das Ergebnis der Untersuchung.
 - a) Das allgemeine Ergebnis.
 - b) Die Größe von $c_{w\text{prof min}}$.
 - c) Die Größe von Δc_a .
 - d) Die Größe von $c_{a\text{symm}}$.
5. Anwendung der Ergebnisse auf die Leistungsberechnung von Flugzeugentwürfen.
6. Zusammenfassung.

1. Einleitung.

Die Leistungsberechnung von Flugzeugentwürfen unter der Annahme gleichbleibender Beizahl für den schädlichen Widerstand¹⁾ wird insbesondere bei höheren c_a -Werten unzulänglich, weil ein Teilbetrag des schädlichen Widerstandsbeiwertes, nämlich der Profilwiderstandsbeiwert²⁾, bei Annäherung an $c_a = 1,0$ mit steigenden c_a -Werten erheblich anwächst. Dadurch nähern sich die aerodynamischen Kennzahlen, z. B. die Steig- und Gleitzahlen, für den Flug bei bester Steigzahl mehr den Werten für den Flug bei bester Gleitzahl. Sie erreichen also nicht die mit der Annahme eines konstanten Beiwertes für den schädlichen Widerstand errechneten Größen.

Um nun die mit der Annahme eines gleichbleibenden Beiwertes für den schädlichen Widerstand verknüpften verhältnismäßig bequemen Rechenmethoden³⁾ wenigstens für eine Gruppe solcher Profile, für die die Voraussetzung eines konstanten Beiwertes für den schädlichen Widerstand nicht mehr erfüllt ist, anwenden zu können, wurde in der in Anmerkung 1 genannten Schrenkschen Arbeit ein zweites Gesetz für die Größe des Profilwiderstandsbeiwertes als Funktion von c_a eingeführt. Diesem Gesetz entsprach die Darstellung der Profilwiderstandspolaren durch eine zur c_w -Achse symmetrische Parabel. Der Ausdruck für den Profilwiderstand lautet dann

$$c_{w\text{prof}} = c_{w\text{prof min}} + \text{const} \cdot c_a^2 \dots \dots \dots (1)$$

Der Profilwiderstandsbeiwert setzt sich also aus einem von c_a unabhängigen und einem von c_a quadratisch abhängigen Teile zusammen. Der quadratisch abhängige Teil

¹⁾ Vgl. hierzu M. Schrenk, Zur Berechnung der Flugleistungen ohne Zuhilfenahme der Polare. Z. Flugtechn. Motorluftsch. 1927, S. 158 (71. DVL-Bericht).

M. Schrenk, Einige weitere Flugmechanische Beziehungen ohne Zuhilfenahme der Polare. Z. Flugtechn. Motorluftsch. 1927, S. 398 (79. DVL-Bericht).

²⁾ Die Voraussetzung eines konstanten Beiwertes für den Restwiderstand (Widerstand des Rumpfes und der hervorstehenden Teile) wird beibehalten.

³⁾ Vgl. Anmerkung 1.

wurde nun als Teil des induzierten Widerstandes betrachtet, da dieser ebenfalls von c_a quadratisch abhängt. Dadurch konnte eine Ersatzspannweite eingeführt werden, mit der in die vorher abgeleiteten Formeln eingegangen werden konnte.

2. Das Gesetz für den Profilwiderstand.

Man kann sich nun leicht überlegen, daß auch das in der Formel (1) enthaltene Gesetz für den Profilwiderstand nur in ganz wenigen Fällen erfüllt sein kann. Von vornherein ist es offenbar ausgeschlossen, daß bei gewölbten Profilen der kleinste Profilwiderstand bei $c_a = 0$ auftreten kann. Man braucht nur an die Verhältnisse bei stärker gewölbten Profilen zu denken, um dies einzusehen. Bei diesen Profilen ist bekanntlich bei $c_a = 0$ die Strömung an der Unterseite bereits abgerissen, so daß die Polare einen Knick oberhalb $c_a = 0$ aufweist. Vorher aber muß infolge der rundlichen Profilnase⁴⁾ ein allmähliches Ablösen der Strömung einsetzen, wenn man von größeren c_a -Werten kommend sich dem c_a -Wert des unteren Abknickpunktes nähert (vgl. Abb. 2). Es liegen also ähnliche Verhältnisse vor wie bei Annäherung an den oberen Abreißpunkt. Wir sehen also, daß wohl ein parabolisches Gesetz für die Abhängigkeit des Profilwiderstandes vom Auftriebsbeiwert bestehen kann, der Scheitelpunkt der Parabel kann aber lediglich bei symmetrischen Profilen bei $c_a = 0$ liegen. Lassen wir auch noch die Annahme fallen, daß die Parabel quadratisch ist, so erhalten wir folgenden allgemeinen Ausdruck für den Profilwiderstand:

$$c_{w\text{prof}} = c_{w\text{prof min}} + c (c_a - c_{a\text{symm}})^n = c_{w\text{prof min}} + c (\Delta c_a)^n \quad (2)$$

Hierbei ist:

$c_{a\text{symm}} = c_a$ -Wert, bei dem der Scheitelpunkt der Parabel liegt;

$n =$ Parabelexponent;

$\Delta c_a = c_a - c_{a\text{symm}}$;

$c = \text{const.}$;

$c_{w\text{prof min}} =$ kleinster, bei $c_{a\text{symm}}$ liegender Profilwiderstandsbeiwert.

Von der Potenz ist nur der Betrag in die Formel einzusetzen.

Es ist nun zu prüfen, ob der angegebene Ausdruck auch tatsächlich mit den gegebenen Verhältnissen, wenigstens von normalen Profilen, übereinstimmt, wobei es genügt, wenn die Übereinstimmung im flugtechnisch wichtigen Bereich befriedigend ist.

3. Untersuchung von Göttinger Profilmessungen auf Gültigkeit des angegebenen Profilwiderstandsgesetzes hin.

Der Verfasser hat es daher, zusammen mit den Herren L. Maxen und F. Freytag, unternommen, eine Reihe von Profilen auf Gültigkeit des in Formel (2) enthaltenen Gesetzes hin zu untersuchen. Um die ausgewählten Profile in ein System einordnen zu können, wurden nur reine Joukowsky- und joukowsky-ähnliche Profile untersucht. Die untersuchten Joukowsky-Profile mit den zugehörigen Profilmessungen sind in der Profilsammenstellung Abb. 1, die joukowsky-ähnlichen Profile in Tafel I wiedergegeben. Diese

⁴⁾ Die Betrachtung gilt nur für Profile mit rundlicher Nase.

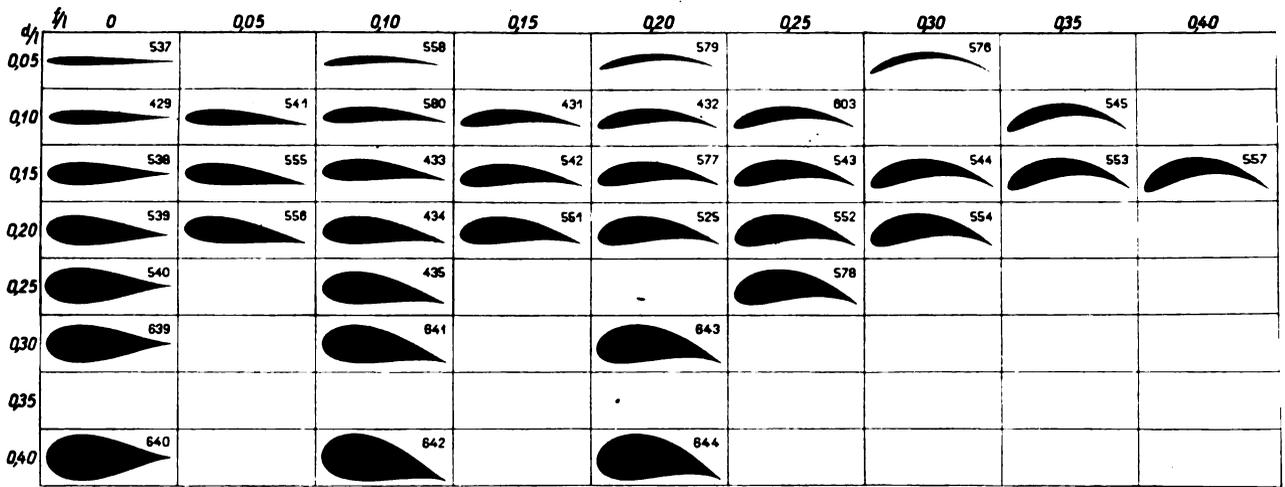


Abb. 1. Zusammenstellung der untersuchten Joukowsky-Profile.

Tafel I. Zusammenstellung der untersuchten joukowsky-ähnlichen Profile.

Prof.-Nr.	$\frac{f}{t}$	$\frac{d}{t}$
410	0,0	0,145
494	0,1	0,0355
495	0,1	0,055
400	0,105	0,0583
496	0,1	0,084
497	0,1	0,113
430	0,103	0,113
498	0,1	0,142
413	0,105	0,145
500	0,12	0,055
502	0,12	0,142
656	0,2	0,148
657	0,2	0,148
523	0,198	0,165
652	0,1965	0,1665

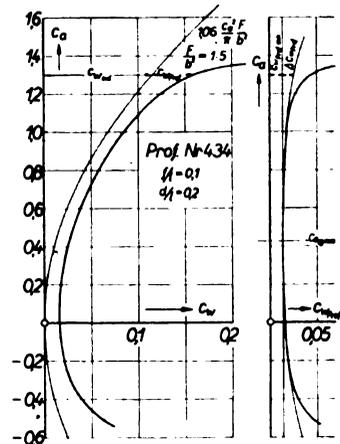


Abb. 2. Zerlegung des Gesamtwiderstandes von Tragflügelpolaren in Teilwiderstände.

Arbeit schließt sich damit an eine ähnliche vor Jahren von O. Schrenk ausgeführte Arbeit⁵⁾ an und bezieht sich auch in gleicher Weise nur auf Windkanal-Modellmessungen. Grundsätzlich gleich ist auch die Art der Ermittlung der Profilwiderstandspolaren durch Differenzbildung aus dem durch Wägung gemessenen Gesamtwiderstande und dem durch die Theorie bekannten induzierten Widerstande. Ein Unterschied, der aber gerade für die Größe des Profilwiderstandsbeiwertes und für die Aufstellung eines experimentellen Profilwiderstandsgesetzes wichtig ist, wurde aber insofern gemacht, als für die Berechnung des induzierten Widerstandes nicht eine elliptische Auftriebsverteilung, sondern eine Rechteckflügel-Auftriebsverteilung zugrunde gelegt wurde. Bei gleichem Seitenverhältnis $\frac{F}{b^2} = 1:5^6)$ ist bekanntlich⁷⁾ mit der Rechteckflügel-Auftriebsverteilung ein 1,04facher induzierter Widerstand gegenüber elliptischer Auftriebsverteilung verknüpft. Für den Profilwiderstand ergeben sich damit gerade bei größeren c_a -Werten kleinere Werte als sonst allgemein angenommen. Um der vermuteten wahren Größe des Profilwiderstandes noch näher zu kommen, wurde ein Zuschlag an den induzierten Widerstand von 2% gemacht, so daß also tatsächlich mit dem 1,06fachen bei elliptischer Auftriebsverteilung erhältlichen indu-

zierten Widerstande gerechnet wurde. Dieser Zuschlag wurde gemacht, da auf Grund von Druckverteilungsmessungen an Rechteckflügeln bekannt ist, daß an den Rändern hohe Auftriebsspitzen auftreten, also Abweichungen von der theoretischen Rechteckflügel-Auftriebsverteilung bestehen.

Die auf die geschilderte Weise gewonnenen Profilwiderstandspolaren wurden nun in einen von c_a unabhängigen Profilwiderstandsanteil $c_{w,prof\ min}$ und in einen von c_a abhängigen Profilwiderstandsanteil $\Delta c_{w,prof}$ zerlegt (Abb. 2). Der zweite Schritt bestand in der Bestimmung von $c_{w,prof\ min}$. Hierbei wurde darauf geachtet, daß die von c_a abhängigen Profilwiderstandsanteile bei großen Δc_a -Werten möglichst übereinstimmen, da die bei der Zerlegung des Profilwiderstands infolge Meßgenauigkeit auftretenden Fehler in diesen Teilen der Polaren verhältnismäßig am kleinsten sind. Der dritte Schritt bestand in einer logarithmischen Auftragung der von c_a abhängigen Profilwiderstandsanteile $\Delta c_{w,prof}$ über Δc_a .

4. Das Ergebnis der Untersuchung.

a) Das allgemeine Ergebnis.

Das allgemeine Ergebnis der Untersuchung der Joukowsky- und joukowsky-ähnlichen Profile, das als »Profilwiderstandsgesetz« bezeichnet werden möge, kann wie folgt ausgedrückt werden:

Die zu Profilen mit Dickenparametern $\frac{d}{t} \leq 0,4$ und Wölbungsparametern $\frac{f}{t} \leq 0,25$ gehörigen Profilwider-

⁵⁾ O. Schrenk, Systematische Untersuchungen an Joukowskyprofilen, Z. Flugtechn. Motorluftsch. 1927, S. 235.

⁶⁾ Die der Untersuchung zugrunde liegenden Messungen fanden an „Normalflügeln“ vom Seitenverhältnis $\frac{F}{b^2} = 1:5$ statt.

⁷⁾ Diss. A. Betz, Beiträge zur Tragflügeltheorie . . . Göttingen 1919.

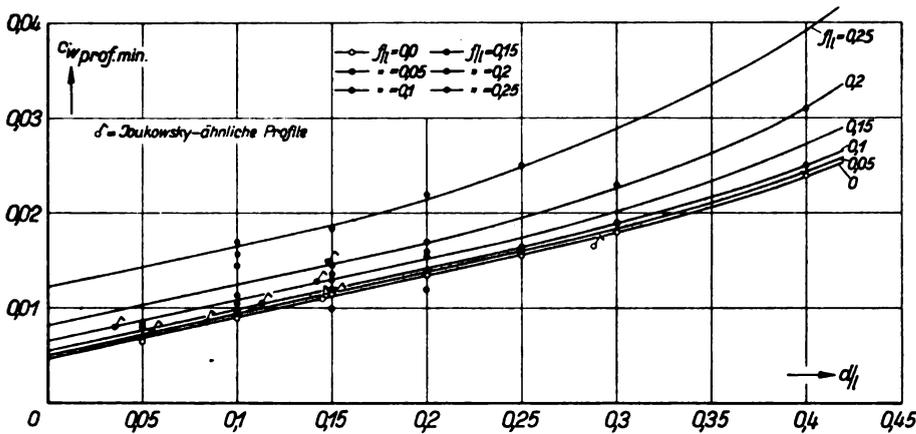


Abb. 3. Profilwiderstandsminimum in Abhängigkeit vom Dickenparameter.

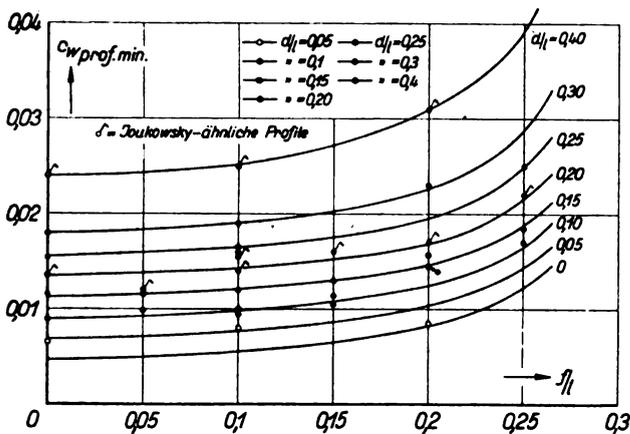


Abb. 4. Profilwiderstandsminimum in Abhängigkeit vom Wölbungsparameter.

standspolaren können durch kubische Parabeln ersetzt werden. Der Scheitelpunkt der Parabeln liegt bei gewölbten Profilen oberhalb $c_a = 0$.

In folgendem möge nun auf die Größe der einzelnen Bestimmungstücke des Profilwiderstandes in Abhängigkeit vom Wölbungs- und Dickenparameter eingegangen werden.

b) Die Größe von $c_{w\text{ prof min}}$.

Die ermittelten Werte von $c_{w\text{ prof min}}$ sind zusammen für die Joukowski-Profile und für die joukowski-ähnlichen Profile jeweils über dem Dicken- und Wölbungsparameter in Abb. 3 und 4 aufgetragen worden. Bei der Ermittlung der Werte zeigte es sich, daß diese jeweils nur bis zu Wölbungsparametern $\frac{f}{l} = 0,25$ aus den Profilwiderstandspolaren entnommen werden konnten, da unter $c_{w\text{ prof min}}$ definitionsgemäß der geringste Wert des Profilwiderstandes verstanden werden soll, der bei $c_{a\text{ symm}}$ liegt. Bei sehr stark gewölbten Profilen ($\frac{f}{l} > 0,25$) zeigte es sich aber, daß der untere Abknickpunkt der Polare höher als $c_{a\text{ symm}}$ liegt, so daß die Größe von $c_{a\text{ symm}}$ nicht ermittelt werden konnte.

Die Betrachtung der Kurven ergibt, daß zwischen $c_{w\text{ prof min}}$ und der Profildicke eine lineare Beziehung vorhanden ist, die etwa bis zu $c_{w\text{ prof min}} = 0,018$ gültig ist, bzw. etwa die Profile bis zu Wölbungsparametern $\frac{f}{l} = 0,2$ und Dickenparametern $\frac{d}{l} = 0,25$ einschließt. Über $\frac{d}{l} = 0,25$ hinaus steigen die Werte von $c_{w\text{ prof min}}$ stärker an. Die Nei-

gung der Geraden $c_{w\text{ prof min}} = f\left(\frac{d}{l}\right)$ ist unabhängig vom Wölbungsparameter. Die Geraden können durch den Ausdruck

$$c_{w\text{ prof min}} = f \frac{d}{l} = c_{w\text{ prof min}} \left(\frac{d}{l} = 0,0\right) + 0,044 \cdot \frac{d}{l} \quad (3)$$

dargestellt werden. Der Wert von $c_{w\text{ prof min}} \left(\frac{d}{l} = 0,0\right)$ beträgt für nichtgewölbte Profile 0,0046, wie die Extrapolation der Kurve $c_{w\text{ prof min}} \left(\frac{f}{l} = 0,0\right) = f\left(\frac{d}{l}\right)$ ergibt. Auf Grund von Messungen an ebenen Platten bei einer Reynoldsschen Zahl von $R = 4 \cdot 10^5$, der gleichen, bei der die Profilmessungen stattgefunden haben, betrage er 0,0055. Dieser Wert gilt allerdings nur unter der Voraussetzung einer über die ganze Plattentiefe bestehenden Turbulenz der Grenzschicht, eine Voraussetzung, die bei den Profilmessungen auch nicht vollständig erfüllt sein dürfte.

Die Auftragung der Werte von $c_{w\text{ prof min}}$ über $\frac{f}{l}$ (Abb. 4) zeigt, daß hier eine parabolische Beziehung von der Form

$$c_{w\text{ prof min}} = c_{w\text{ prof min}} \left(\frac{f}{l} = 0,0\right) + \text{const} \left(\frac{f}{l}\right)^m \quad (4)$$

vorliegt. Eine logarithmische Auftragung der Werte ergab, daß der Parabelexponent $m \approx 3$ ist, ein Wert, der etwa bis zu $\frac{f}{l} = 0,225$ gilt. Darüber hinaus wird m stetig größer. Die Werte der Konstanten gehen aus Tafel II hervor:

Tafel II. Konstanten von Formel (4) und (5) in Abhängigkeit vom Dickenparameter $\frac{d}{l}$.

$\frac{d}{l}$	const
0,0—0,2	~0,45
0,25	~0,50
0,30	~0,60
0,40	~0,90

Damit kann $c_{w\text{ prof min}}$ in Abhängigkeit vom Dicken- und Wölbungsparameter durch folgenden Ausdruck angenähert werden:

$$c_{w\text{ prof min}} = 0,0046 + 0,044 \cdot \frac{d}{l} + \text{const} \dots \left(\frac{f}{l}\right)^3 \quad (5)$$

Dieser Ausdruck gilt, wie gesagt, nur bis zu Werten von $\frac{d}{l} = 0,25$ und $\frac{f}{l} = 0,225$. Setzt man für diesen Bereich die Konstante zu 0,48, so erhält man:

$$c_{w\text{ prof min}} = 0,0046 + 0,044 \cdot \frac{d}{l} + 0,48 \cdot \left(\frac{f}{l}\right)^3 \quad (5')$$

als Näherungsformel.

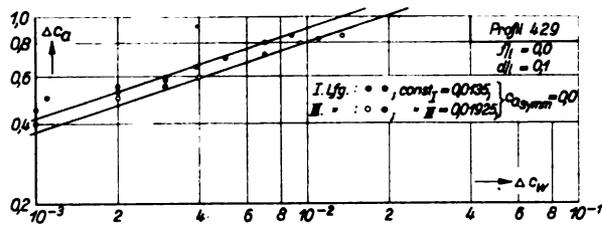


Abb. 5 a.

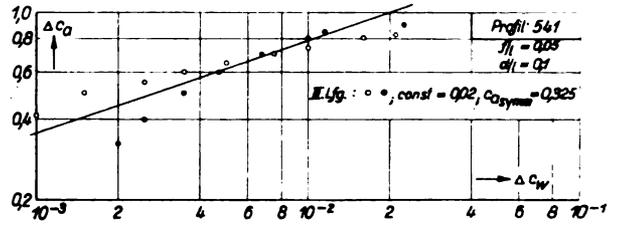


Abb. 5 b.

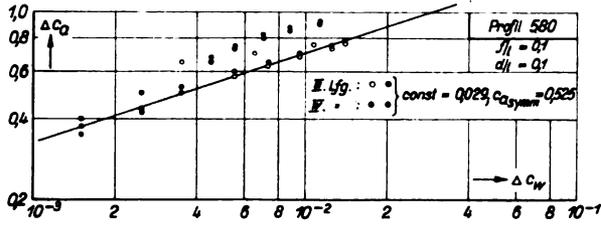


Abb. 5 c.

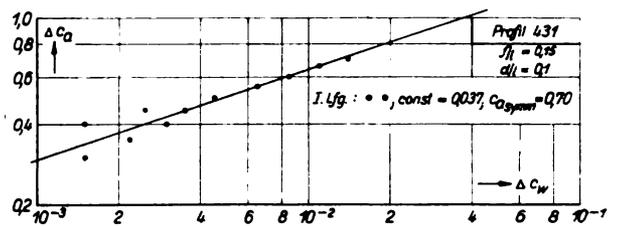


Abb. 5 d.

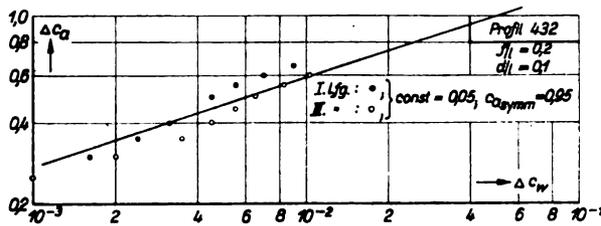


Abb. 5 e.

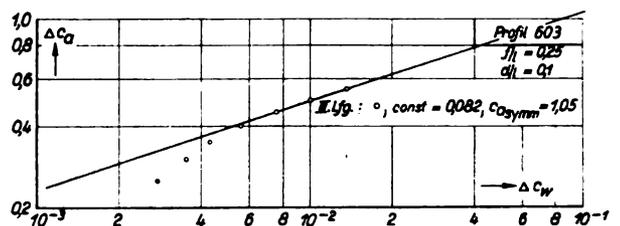


Abb. 5 f.

Abb. 5a bis 5f. Logarithmische Auftragung des vom Auftrieb abhängigen Profilwiderstandsanteiles von Joukowsky-Profilen mit Dickenparameter $\frac{d}{l} = 0,1$.

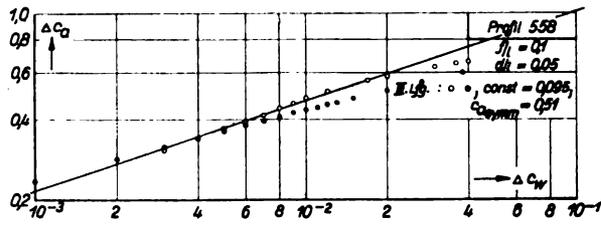


Abb. 6 a.

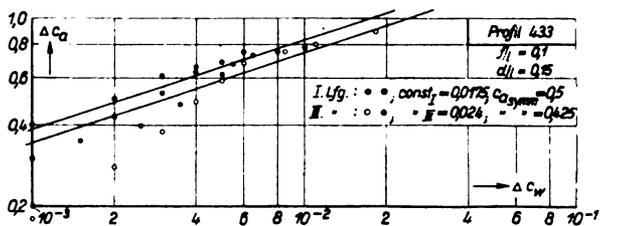


Abb. 6 b.

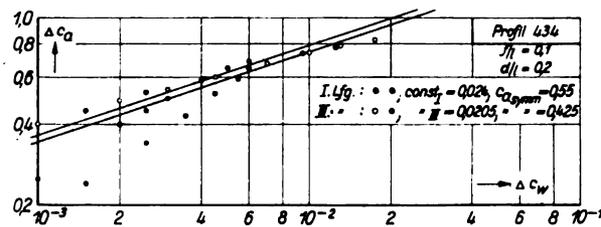


Abb. 6 c.

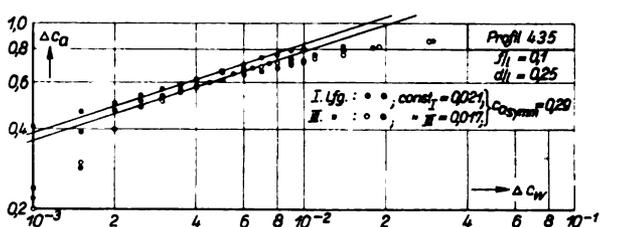


Abb. 6 d.

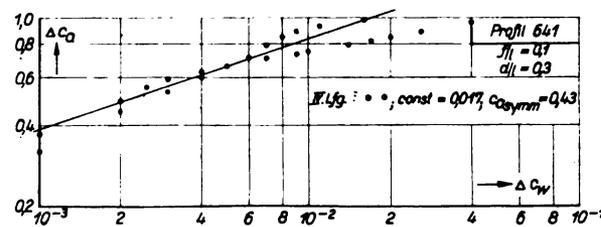


Abb. 6 e.

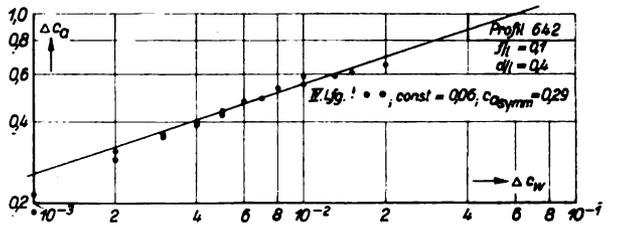


Abb. 6 f.

Abb. 6a bis 6f. Logarithmische Auftragung des vom Auftrieb abhängigen Profilwiderstandsanteiles von Joukowsky-Profilen mit Wölbungsparameter $\frac{l}{l} = 0,1$.

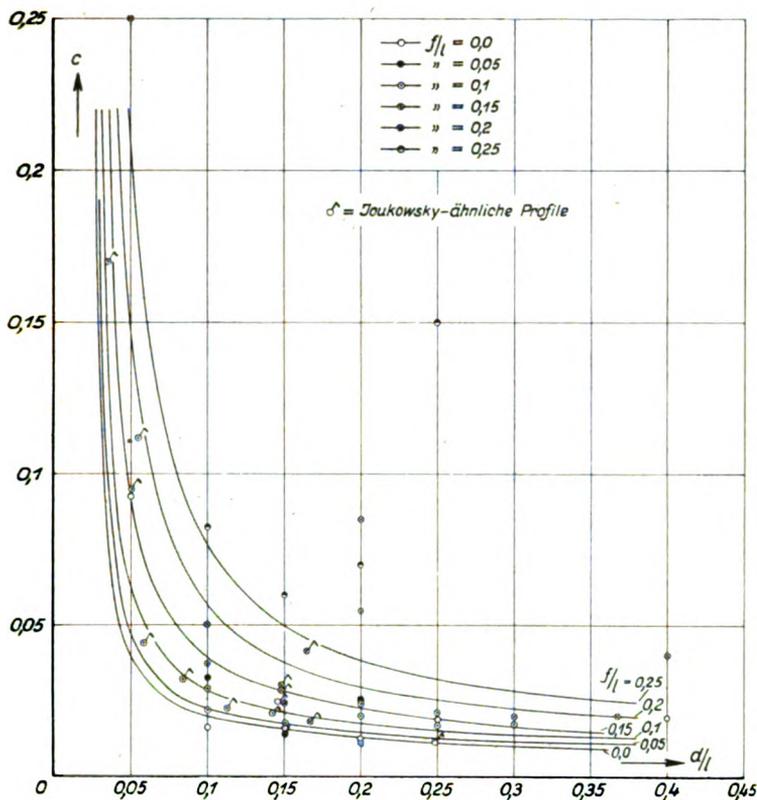


Abb. 7. Abhängigkeit der Konstanten c der Formel (2) vom Dickenparameter.

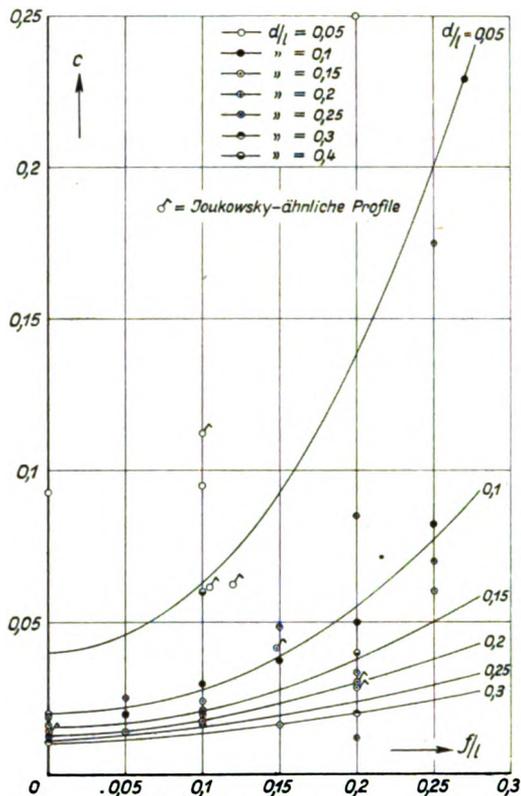


Abb. 8. Abhängigkeit der Konstanten c der Formel (2) vom Wölbungsparameter.

c) Die Größe von $\Delta c_{w\text{prof}}$.

$\Delta c_{w\text{prof}}$ ist, wie bereits ausgeführt, eine Funktion von $\Delta c_a = c_a - c_{a\text{symm}}$. Der zweite Schritt in der Ermittlung des Profilwiderstandes bestand daher bekanntlich in der Feststellung der Größe von $c_{a\text{symm}}$. Um jedoch erst die Besprechung der Teilgrößen des Profilwiderstandes abzuschließen, möge erst über die Größe von $\Delta c_{w\text{prof}}$ ausgesagt und damit die Größe von $c_{a\text{symm}}$ als bekannt vorausgesetzt werden.

Die Abb. 5a bis f und 6a bis f zeigen als Beispiel die logarithmischen Auftragungen der Δc_w -Werte über Δc_a für zwei Profilerien reiner Joukowsky-Profile; einmal bei konstanter Dicke ($\frac{d}{l} = 0,1$) und veränderlicher Wölbung ($\frac{f}{l} = 0,0$ bis $0,25$), das andere Mal für konstante Wölbung ($\frac{f}{l} = 0,1$) und veränderliche Dicke ($\frac{d}{l} = 0,0$ bis $0,4$). Durch die Punkte ist jeweils eine Gerade mit der Neigung 1:3 hindurchgezogen worden. Naturgemäß müssen bei dieser Auftragung die Punkte mehr oder weniger stark streuen, da die Meßgenauigkeiten jetzt nur noch in das Δc_w eingehen. Bei der Einzeichnung der Geraden sind wiederum die bei hohen Δc_a -Werten liegenden Punkte besonders berücksichtigt worden. Diese liegen in der Regel gut auf den eingezeichneten Geraden. Genau gesehen, schwankt natürlich die Neigung der Geraden ebenfalls, doch wird ein gewisser Ausgleich durch die der gewählten Neigung zugeordnete Konstante (Schnittpunkt der Geraden mit der Parallelen zur Δc_w -Achse bei $\Delta c_a = 1,0$) geschaffen.

Die nicht mitgeteilten Werte können ebenfalls gut durch Geraden mit der Neigung 1:3 wiedergegeben werden. Für alle Messungen gilt jedoch wie früher die Einschränkung,

daß der Wölbungsparameter nicht größer als 0,25 sein darf.

Die durch die Geraden in der logarithmischen Auftragung bestimmten Konstanten c des Ausdruckes (2) sind in Abb. 7 und 8 sowohl für die reinen Joukowsky-Profile als auch für die joukowsky-ähnlichen Profile jeweils über dem Dicken- und Wölbungsparameter aufgetragen worden. Die Auftragungen zeigen, daß jetzt sehr erhebliche Streuungen auftreten, so daß es schwer ist, die Meßpunkte durch Kurven zu ersetzen, die möglichst viele Meßpunkte erfassen. In einzelnen Fällen war dies jedoch gut möglich; z. B. in der Auftragung von c über $\frac{f}{l}$ für die Parameter $\frac{d}{l} = 0,1, 0,15$ und $0,3$. Die übrigen Kurven wurden dann diesen durch zahlreiche Punkte festgelegten Kurven entsprechend gezogen, unbeachtet einer etwaigen starken, vielleicht sogar einseitigen Streuung der zugehörigen Meßpunkte.

Es zeigte sich, daß die Auftragung der Konstanten über $\frac{d}{l}$ annähernd Hyperbeln ergaben, die Auftragung über $\frac{f}{l}$ Parabeln. Auf eine formelmäßige Auswertung der Kurven ist wegen der erwähnten starken Streuung verzichtet worden.

d) Die Größe von $c_{a\text{symm}}$.

Die Bestimmung von $c_{a\text{symm}}$ ist insofern von besonderem Werte, als es möglich ist, für unendlich dünne Profile die Lage auch auf theoretischem Wege zu bestimmen, und es sich zeigte, daß diese Lage in dem zu erwartenden Maße in Übereinstimmung mit der experimentell ermittelten ist. Ferner konnte festgestellt werden, daß für die Profile von endlicher Dicke hinsichtlich $c_{a\text{symm}}$ einfache Gesetzmäßigkeiten bestehen,

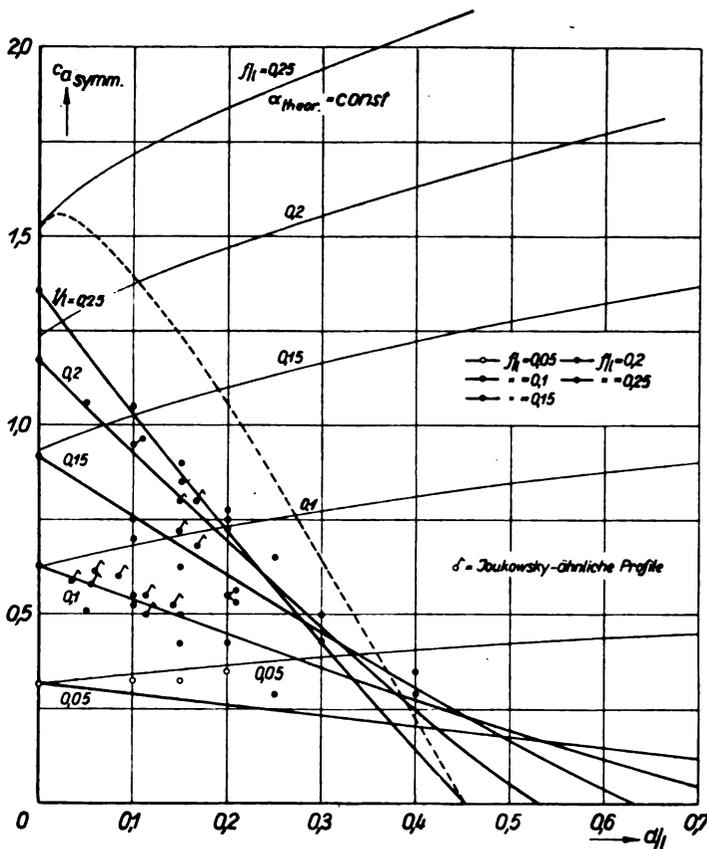


Abb. 9. Abhängigkeit des dem Profilwiderstandsminimum zugeordneten Auftriebsbeiwertes vom Dickenparameter.

Wir wollen zuerst die experimentellen Werte betrachten (Abb. 9 und 10). Abb. 9 läßt erkennen, daß durch die Werte von $c_{a,symm}$ für Profile jeweils gleicher Wölbung, in Ab-

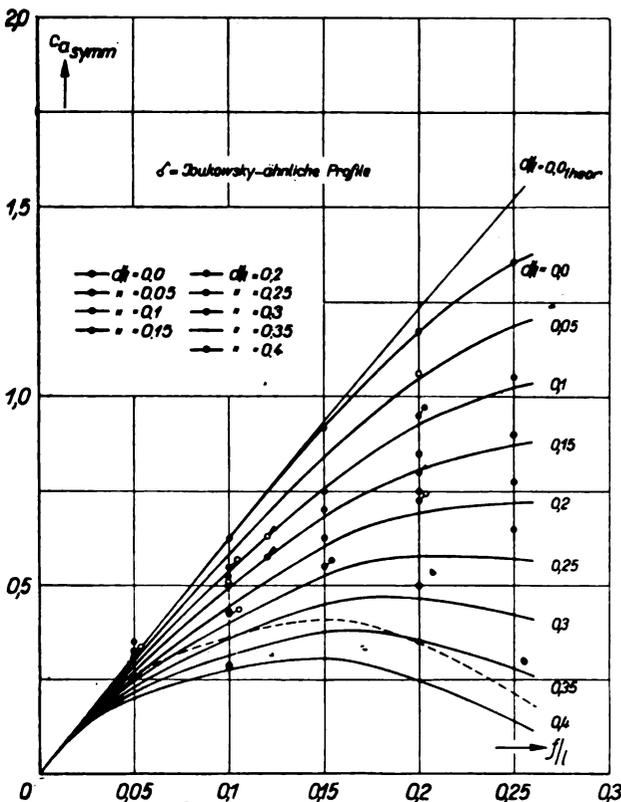


Abb. 10. Abhängigkeit des dem Profilwiderstandsminimum zugeordneten Auftriebsbeiwertes vom Wölbungsparameter.

hängigkeit vom Dickenparameter aufgetragen, annähernd Geraden hindurchgezogen werden können. Diese liegen um so steiler, je größer die Wölbung ist. Der Anfangspunkt der Geraden in der Ordinatenachse fällt sehr gut mit dem durch Extrapolation gewonnenen, ebenfalls im Diagramm aufgenommenen Punkt von $c_{a,symm}$ für $\frac{d}{l} = 0,0$ zusammen.

Die Extrapolation wurde in folgender Weise vorgenommen: Aus Auftragungen von $c_{a,theor}$ und $c_{a,exp}$ über α für die Joukowski-Profile wurden die vom Anstellwinkel unabhängigen Verhältniszahlen $\frac{c_{a,exp}}{c_{a,theor}}$ entnommen und für die Dickenparameter $\frac{d}{l} = 0,05$ bis 0,25 über der Wölbung aufgetragen (Abb. 11). Diese Auftragung ergibt parallel verschobene Kurven. Mit großer Wahrscheinlichkeit konnte angenommen werden, daß die Parallelverschiebung auch für die Kurve für $\frac{d}{l} = 0$ gilt. Der Anfangspunkt der Kurve bei $\frac{f}{l} = 0$ mußte aus naheliegenden Gründen in dem Punkt $c_{a,exp} = 1$ liegen. Mit den nunmehr bekannten Werten der Quotienten konnte aus den theoretisch berechenbaren Werten von $c_{a,symm}$ für $\frac{d}{l} = 0$, deren Berechnung später gegeben wird, der zugehörige experimentelle Wert ermittelt werden.

Über den Verlauf der Kurven in Abb. 9 im Bereich von $\frac{d}{l}$ -Werten größer als 0,4 kann nichts Bestimmtes ausgesagt werden, da über Profile größerer Dicken keine Versuchsergebnisse vorliegen. Die in Abb. 9 vorgenommene Extrapolation der Geraden über $\frac{d}{l} = 0,4$ hinaus ist daher auch nicht ganz sicher.

Abb. 10 zeigt den Verlauf der Werte von $c_{a,symm}$ in Abhängigkeit vom Wölbungsparameter. Danach tritt innerhalb des durch die Messungen eingeschlossenen Bereiches bei Dickenparametern $\frac{d}{l} > 0,25$ nach anfänglichem Steigen später wieder ein Abfallen der Werte ein. Dadurch tritt für die gleiche Profildicke zweimal der Wert $c_{a,symm} = 0$ auf, nämlich bei $\frac{f}{l} = 0$ und bei einem Werte $\frac{f}{l} > 0$.

Es ist nun versucht worden, in der Konstruktionsfigur eines Joukowski-Profiles einen ausgezeichneten Punkt auf dem Profil festzulegen, dem der zu dem betreffenden Profil gehörige Wert von $c_{a,symm}$ etwa zugeordnet sein könnte.

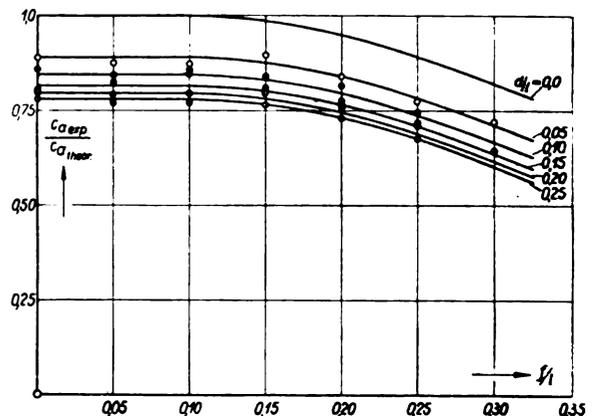


Abb. 11. Auftragung der Verhältniszahl „experimenteller Auftriebsbeiwert zu theoretischem“ von Joukowski-Profilen über dem Dickenparameter.

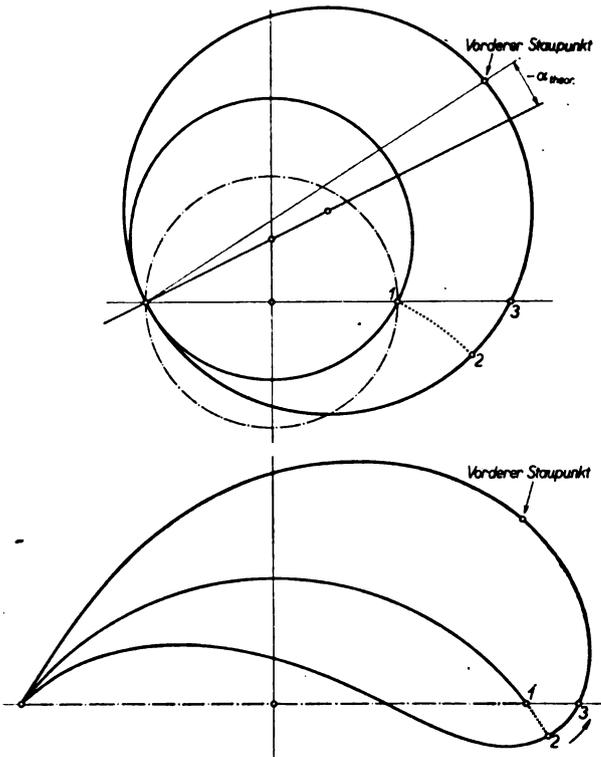


Abb. 12. Darstellung der Wanderung des dem Profilwiderstandsminimum zugeordneten vorderen Staupunktes mit zunehmender Profildicke.

Für gewölbte Profile mit der Dicke Null ist dieser ausgezeichnete Punkt der Kontur ohne weiteres durch die Eintrittskante des Profiles gegeben. Der vordere Staupunkt muß offenbar in der Eintrittskante liegen, um den geringsten Profilwiderstand zu erhalten; denn würde man einen Punkt in der Nähe der Eintrittskante wählen, so dürfte mit der Umströmung der Vorderkante bzw. den dabei auftretenden großen Geschwindigkeiten ohne Zweifel ein größerer Profilwiderstand verknüpft sein als mit dem sogenannten »stoßfreien Eintritt« der Strömung. Nimmt man hierzu noch in der bekannten Weise die Austrittskante des Profiles als hinteren Staupunkt hinzu, so ist damit nach den ebenfalls als bekannt vorausgesetzten Ergebnissen der konformen Abbildung der Anstellwinkel des Profiles und der zugehörige c_a -Wert bzw. Wert von $c_{a\text{symm}}$ bekannt⁶⁾.

Geht man jetzt zu Profilen mit endlicher Dicke über, so könnte man geneigt sein, anzunehmen, daß der vordere Staupunkt, dem der $c_{a\text{symm}}$ -Wert zugeordnet ist, in den Schnittpunkt der Profilkontur mit der Verlängerung der Skelettlinie des dicken Profiles (dem Profil mit der Dicke Null und gleicher Wölbung) zusammenfällt. Die Konstruktionsfigur (s. Abb. 12) zeigt jedoch, daß zu diesem Punkte (Punkt 2 der Abbildung) ein wesentlich größerer theoretischer Anstellwinkel gehört, ihm also auch ein bedeutend größerer Auftrieb zugeordnet ist. Abb. 9 hingegen hatte gezeigt, daß mit zunehmender Profildicke der Wert von $c_{a\text{symm}}$ abfällt. Dies bedeutet, daß der vordere Staupunkt von dem erwähnten Schnittpunkt der Skelettlinie mit der Profilkontur (Punkt 2 von Abb. 12) aus nach vorne (in Pfeilrichtung) wandert. Ein solcher Punkt des Profiles ist der Schnittpunkt der Profilkontur mit der Abszissenachse (Punkt 3 von Abb. 12). Diesem Punkte ist unabhängig vom Dickenparameter der gleiche theoretische Anstellwinkel zugeordnet, der zugehörige Auftriebsbeiwert wächst jedoch infolge der zunehmenden Dicke der Profile noch immer, wenn auch nur schwach, an. Die diesem Punkte zugeordneten c_a -Werte sind in die Abb. 9 mit eingetragen worden. Wie bereits aus-

⁶⁾ Vgl. O. Schrenk, Über die Theorie der Joukowsky-Profile. Z. Flugtechn. Motorluftsch. 1927, S. 276.

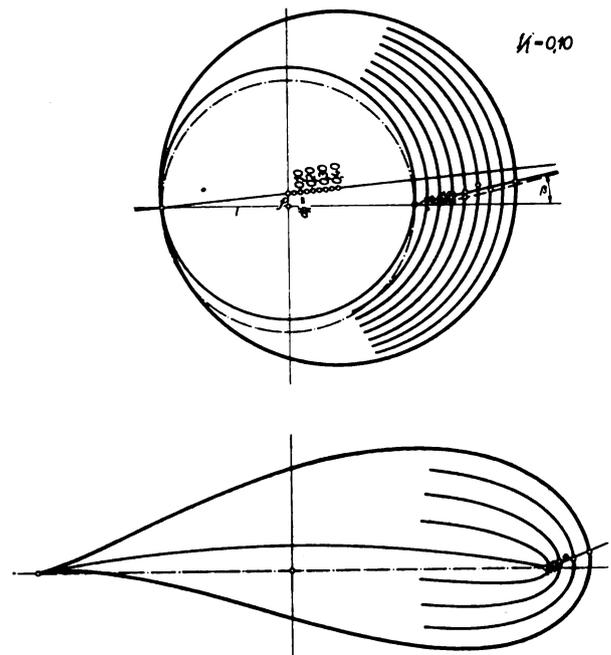


Abb. 13. Die Lage der dem Profilwiderstandsminimum zugeordneten vorderen Staupunkte auf den „erzeugenden Kreisen“ und auf den Joukowsky-Profilen selbst (Wölbungsparameter $\frac{f}{l} = 0,1$).

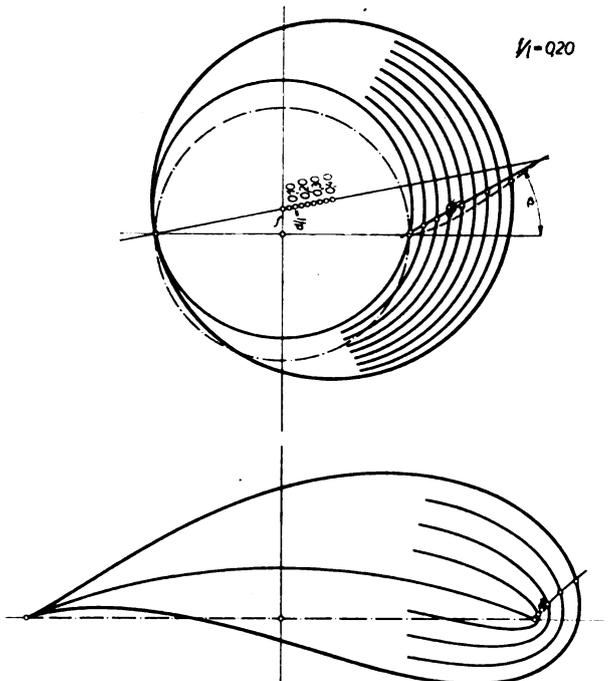


Abb. 14. Die Lage der dem Profilwiderstandsminimum zugeordneten vorderen Staupunkte auf den „erzeugenden Kreisen“ und auf den Joukowsky-Profilen selbst (Wölbungsparameter $\frac{f}{l} = 0,2$).

gesagt, ist keine Übereinstimmung zwischen den experimentellen und den Werten für $\alpha_{\text{theor}} = \text{const}$ vorhanden. Es ist daher auch auf die Eintragung der entsprechenden Kurven in Abb. 10 verzichtet worden. Abb. 10 enthält hingegen noch die theoretische Kurve für $\frac{d}{l} = 0,0$.

Ermittelt man nun graphisch mit Hilfe der den experimentell bestimmten $c_{a\text{symm}}$ -Werten zugeordneten Werte von α_{symm} die tatsächliche Lage der vorderen Staupunkte, und zwar sowohl auf den »erzeugenden Kreisen« der Profile als auch auf den Profilkonturen selbst, so erkennt man, daß diese Punkte in den Konstruktionsfiguren jeweils wieder annähernd auf Geraden liegen (Abb. 13 und 14). Am besten lassen sich die Meßpunkte in der Z-Ebene, also in der Darstellung der »erzeugenden Kreise«, durch eine Gerade ersetzen, während das bei größeren Wölbungsparametern in der Darstellung der Joukowsky-Profile kaum noch möglich ist. Man erhält statt dessen in der Z-Ebene schwach gekrümmte Kurven.

Die die vorderen Staupunkte enthaltenden Geraden in der Darstellung der »erzeugenden Kreise« liegen um so steiler, je stärker die Wölbung der Profile ist. Es hängt dies, wie man sich leicht überlegen kann, mit der Verwandtschaft der Abb. 9 mit den Abb. 13 und 14 zusammen. Die Darstellungsweise der Abb. 13 und 14 hat aber gegenüber Abb. 9 den Vorzug, daß sie einmal sehr anschaulich ist und das andere Mal sich eben die streuenden Meßpunkte in dieser Darstellungsweise recht gut durch Gerade ersetzen lassen. Erst durch Berechnung der diesen Geraden entsprechenden Werte von $c_{a\text{symm}}$ wurden die schwach gekrümmten experimentellen Kurven der Abb. 9 und die experimentellen Kurven der Abb. 10 festgelegt.

Mit Hilfe der Quotienten $\frac{c_a^{\text{exp}}}{c_a^{\text{theor}}}$ von Abb. 11 können nun in entsprechender Weise, wie vorher der Wert $c_{a\text{symm exp}}$ für $d/l = 0,0$ gewonnen wurde, theoretische Werte aus den experimentellen für beliebige Dickenparameter ermittelt werden. Die auf diesem Wege gewonnenen Kurven sind für die Profile mit den jeweils größten Dicken- bzw. Wölbungsparametern in die Abb. 9, 10, 13 und 14 gestrichelt eingetragen worden.

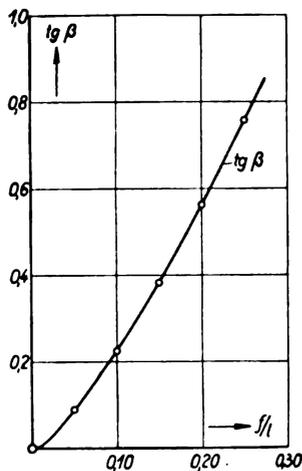


Abb. 15. Abhängigkeit des Winkels β der Abb. 13 und 14 vom Wölbungsparameter.

Abb. 15 bringt schließlich die Steigung der die vorderen Staupunkte verbindenden Geraden von Abb. 13 und 14 in Abhängigkeit von der Wölbung. Die Werte weichen verhältnismäßig wenig von einer Parabel ab.

5. Anwendung der Ergebnisse auf die Leistungsberechnung von Flugzeugentwürfen.

Im folgenden soll an einem Rechenbeispiel gezeigt werden, welche Unterschiede in der Größe der wesentlichsten aerodynamischen Kennzahlen auftreten, wenn wir einmal

mit konstanter Profilwiderstandsbeizahl und das andere Mal mit vom Auftriebsbeiwert abhängiger Profilwiderstandsbeizahl die Rechnung durchführen. Als Beispiel wird ein Segelflugzeug mit unverwundenem elliptischen Flügel von einem Seitenverhältnis 1:15 und gleichbleibendem Profil betrachtet, bzw. Flügelverwindung und Profiländerung der Außenflügel sollen der Einfachheit halber vernachlässigt werden. Als Profil sei ein Joukowsky-Profil mit einem Dickenparameter $d/l = 0,125$ und einem Wölbungsparameter $f/l = 0,15$ gewählt. Die Spannweite betrage 15 m.

Hierfür entnehmen wir

- aus Abb. 3: $c_{w\text{prof min}} = 0,012$,
- aus Abb. 11: $c = 0,0325$,
- aus Abb. 13: $c_{a\text{symm}} = 0,7$.

Für die Restwiderstandsbeizahl setzen wir

$$c_{wR} = 0,0025.$$

Damit wird

$$c_{w\text{min}} = 0,0145$$

bzw. $f_{w\text{min}} = 0,0145 \cdot 15 = 0,2175 \text{ m}^2.$

Damit erhält man bei punktweiser Auswertung die Auftriebsbeizahl c_a

- bei bester Steigzahl zu $c_{a\text{st}} = 1,05$ (1,4325),
- bei bester Gleitzahl zu $c_{a_e} = 0,80$ (0,826);

die Steigzahl $\frac{c_w}{c_a^{3/2}} = s$

bei bester Steigzahl zu $s_{\text{st}} = \frac{1}{27,375} \left(\frac{1}{29,275} \right),$

bei bester Gleitzahl zu $s_e = \frac{1}{25,475} \left(\frac{1}{25,84} \right);$

die Gleitzahl $\frac{c_a}{c_w} = \epsilon$

- bei bester Steigzahl zu $\epsilon_{\text{st}} = 26,8$ (24,55),
- bei bester Gleitzahl zu $\epsilon_e = 28,5$ (28,45).

Die jeweiligen Verhältniszahlen sind:

$$\frac{c_{a\text{st}}}{c_{a_e}} = 1,313$$

$$\frac{\epsilon_{\text{st}}}{\epsilon_e} = 0,941$$

Die in Klammern beigefügten Zahlen sind die Größen, die sich nach M. Schrenk⁹⁾ mit der konstanten schädlichen Widerstandsbeizahl $c_{w\text{min}} = 0,0145$ ergeben. Man sieht, daß die eingeklammerten Werte sich jeweils für den Fall der besten Gleitzahl nur verschwindend wenig von den dem wirklichen Verlauf der Polare entsprechenden unterscheiden. Die Werte für die beste Steigzahl hingegen unterscheiden sich schon merklich, insbesondere die c_a -Werte. Der mit konstanter Profilwiderstandsbeizahl berechnete c_a -Wert der besten Steigzahl ($c_{a\text{st}} = 1,4325$) liegt um 36,5% zu hoch und damit so hoch, daß er bereits dem Werte von $c_{a\text{max}} = 1,5$ des Profiles beträchtlich nahe gerückt ist.

6. Zusammenfassung.

Auf Grund einer systematischen Untersuchung von Göttinger Windkanalmessungen an Joukowsky-Profilen und joukowsky-ähnlichen Profilen wird gezeigt, in welcher Weise die Profilwiderstandsbeizahl von der Auftriebsbeizahl abhängt. Es ergibt sich, daß bis zu Wölbungsparametern $f/l = 0,25$ und Dickenparametern $d/l = 0,4$ die

⁹⁾ Vgl. Anmerkung 1.

Profilwiderstandsbeizahl eine kubische Parabel darstellt, deren Scheitelpunkt bei gewölbten Profilen bei c_a -Werten größer als Null liegt. Diese Scheitelpunkts- c_a -Werte sind bei gegebener Wölbung annähernd linear von den Dickenparametern abhängig. Die einzelnen Bestimmungsgrößen

für die Konstruktion der Profilwiderstandspolaren werden mitgeteilt. Sie gestatten eine genauere Berechnung der Kennzahlen von Flugzeugentwürfen, als es die sonst übliche Annahme einer konstanten Profilwiderstandsbeizahl ermöglicht.

Verdrehung und Knickung von offenen Profilen.

Von H. Wagner und W. Pretschner.

(Aus dem Flugtechnischen Institut der Technischen Hochschule zu Berlin.)

Im Flugzeugbau ist es aus werkstattstechnischen Gründen oft erforderlich, offene Profile auch als Druckglieder zu verwenden. Diese Profile knicken nicht erst bei der nach Euler berechneten Knicklast aus, sondern erreichen unter bestimmten Bedingungen schon wesentlich früher ihre Stabilitätsgrenze, sie »drehen weg«. Im folgenden wird zuerst eine theoretische Untersuchung des Wegdrehens von H. Wagner kurz wiedergegeben, die in der wenig zugänglichen Festschrift »25 Jahre Techn. Hochschule Danzig« erschienen ist. Dann werden die Ergebnisse von Versuchen mitgeteilt, die im Flugtechnischen Institut der T. H. Berlin durchgeführt wurden.

Gliederung.

1. Einleitung.
2. Die Verdrehung offener Profile bei Verhinderung der Querschnittswölbung.
3. Wegdrehen von Druckstäben.
4. Bestimmung von Schubpunkt und Biegungsverdrehungswiderstand.
 - a) Schubpunktermittlung.
 - b) Ermittlung des C_{BT} .
5. Versuchsergebnisse.
 - a) Versuchsstäbe.
 - b) Meßeinrichtung.
 - c) Zentrisch gedrückte Stäbe.
 - d) Exzentrisch gedrückte Stäbe.
6. Zusammenfassung.

1. Einleitung.

Offene Profile sind aus Blechen gezogene oder gewalzte Stäbe, die, im Gegensatz zu den geschlossenen (rohrförmigen) Profilen, keinen Hohlraum umschließen. Offene Profile besitzen im Gegensatz zu geschlossenen Profilen eine sehr geringe Torsionsfestigkeit. So ist bekanntlich die Torsionssteifigkeit eines aus einem Blech gezogenen offenen Profils, dessen Querschnittswölbung nicht verhindert wird, ebenso groß wie die des ebenen Blechstreifens, aus dem es hergestellt ist. Wird jedoch die bei der Verdrehung auftretende Querschnittswölbung z. B. an einem Ende des Profils verhindert, so treten im Profil Längsspannungen auf, die bei verhältnismäßig geringer Stablänge einen erheblichen Widerstand gegen Torsion geben.

Auch bei Verwendung als Druckstab brechen solche Profile oft, indem sie sich wegdrehen (kippen), noch lange bevor die Eulersche Knicklast oder die Streckgrenze erreicht ist. Dieses Wegdrehen von Knickstäben führt bei zentrisch belasteten Stäben auf ein reines Stabilitätsproblem und hat Ähnlichkeit mit der Kippung von auf Biegung beanspruchten Stäben.

2. Die Verdrehung offener Profile bei Verhinderung der Querschnittswölbung.

Die bei der Verdrehung offener Profilquerschnitte auftretenden Verhältnisse werden an einem I-Träger veranschaulicht (Abb. 1). Man erkennt, daß im verdrehten Zustand die ursprünglich in einer Ebene liegenden Punkte der Endflächen (wie auch aller übrigen Querschnittsflächen) nicht mehr in einer Ebene liegen, sondern um den »Wölbungspfeil« ξ aus der ursprünglichen Ebene herausgewandert sind. — Die Differenz $\Delta\xi$ zwischen dem Wölbungspfeil der Punkte 1 und 2 besitzt die Größe

$$\Delta\xi = \frac{\varphi}{x} \cdot r_u \cdot \Delta u = \theta \cdot r_u \cdot \Delta u = 2 \Delta F \cdot \theta \dots (1)$$

Dabei bedeuten

x = Länge des Profils, bzw. Koordinate in Längsrichtung,

φ = Verdrehungswinkel,

$\theta = \frac{\varphi}{x}$ bzw. $\frac{d\varphi}{dx} = \varphi'$ = spez. Verdrehungswinkel,

$\Delta F = \frac{1}{2} r_u \cdot \Delta u$ = Fläche, eingeschlossen von den Leit-

strahlen von der Drehachse zu den Punkten 1 und 2 und vom »Umfangsstück« Δu .

Für einen offenen Querschnitt beliebiger Querschnittsform, der um seine Drehachse S verdreht wird, ist

$$\xi = 2 F \cdot \theta,$$

wobei $F = \Sigma \frac{1}{2} r_u \cdot \Delta u$ die Fläche zwischen den Leitstrahlen durch S und der Umfangslinie des Profils ist. Der eine Leitstrahl geht zum Punkte, dessen Längsverschiebung (vorläufig willkürlich) gleich 0 gesetzt ist, der andere zum Punkt, für den der Wölbungspfeil jeweils gefragt ist (Abb. 2). Bei Bestimmung des Wölbungspfeiles für den Punkt 4 der Abb. 3 ist für F die Differenz $F_1 - F_2$ einzusetzen.

Der Wölbungspfeil ist θ proportional. Den Wölbungspfeil für $\theta = 1$ nennen wir »Einheitswölbungspfeil« und bezeichnen ihn mit w . Also

$$w = 2 F \text{ und } \xi = w \cdot \theta.$$

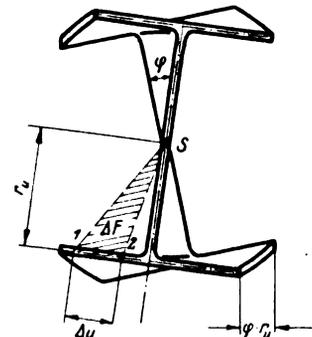
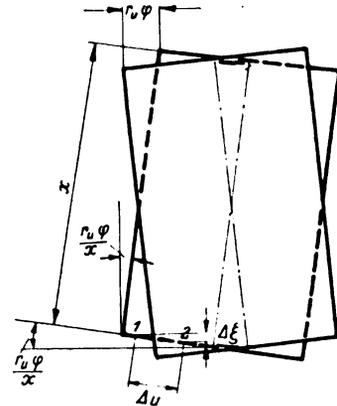


Abb. 1. I-Träger in verdrehtem Zustand.

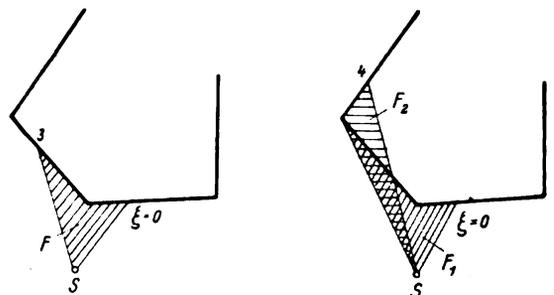


Abb. 2 und 3. Entstehung des Wölbungspfeils.

Offene Profile, die durch ein Torsionsmoment beansprucht werden, erfahren, wenn sie an einem Ende eingespannt sind, Längsspannungen. Das in Abb. 4 dargestellte I-Profil ist durch ein Torsionsmoment $Q \cdot h = M$ belastet. — Die Längsspannungen zeigen dieselbe Figur. Ihr Verlauf über dem Querschnitt entspricht durchaus dem Verlauf der bei ungehinderter Verdrehung entstehenden Wölbungspfeile:

$$\sigma = \text{prop. } w.$$

Um dies näher zu erkennen, beachten wir, daß bei gleichmäßiger Verdrehung, $\theta = \text{const.}$, das Profil nach Gleichung (1) in allen Querschnitten gleich große Verwölbungen besitzt, die Längsfasern des Profils also keine Längenänderungen erfahren. Bei veränderlichem θ sind auch die Wölbungspfeile ξ längs der Länge veränderlich. Dies ruft in den Längsfasern des Profils Längsdehnungen

$$\varepsilon = \frac{d\xi}{dx}$$

hervor, also werden nach Gleichung (1) die Spannungen

$$\sigma = E \cdot \varepsilon = E \frac{d\xi}{dx} = E \cdot w \cdot \frac{d\theta}{dx} = E \cdot w \frac{d^2\varphi}{dx^2} \dots (2)$$

Um den Zusammenhang zwischen dem äußeren Torsionsmoment M und den Längsspannungen σ zu erkennen, betrachtet man am besten die Formänderungsarbeit. Das am Ende des Trägers angreifende Moment, das den Drehwinkel φ hervorruft, leistet die Arbeit $\frac{1}{2} M \cdot \varphi$, die gleich der Arbeit der Längsspannungen sein muß, also

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} M \cdot \varphi &= \frac{1}{2E} \int \sigma^2 \cdot dV = \frac{1}{2E} \int E^2 \cdot w^2 \left(\frac{d^2\varphi}{dx^2}\right)^2 dx \cdot dF = \\ &= \frac{E}{2} \int w^2 \cdot dF \cdot \int_0^l \left(\frac{d^2\varphi}{dx^2}\right)^2 dx. \end{aligned}$$

Wir erkennen, daß der Widerstand gegen das Torsionsmoment einer Größe

$$\int w^2 dF = C_{NT} \dots \dots \dots (3)$$

proportional ist. Wir nennen diesen Wert »Biegungs-Verdrehungswiderstand«.

Die Ausführung der Integration längs x ergibt die Beziehung¹⁾:

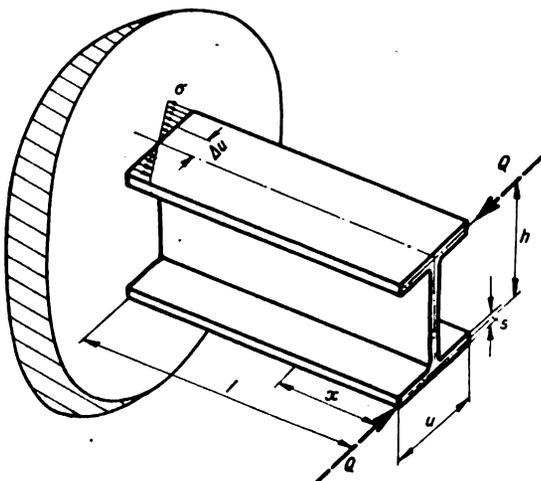


Abb. 4. Entstehung von Längsspannungen bei Verhinderung der Querschnittsverwölbung.

¹⁾ Diese Gleichungen entsprechen durchaus den Beziehungen der Biegungslehre:

$$P \cdot l = \frac{J}{r} \sigma; \text{ wobei } J = \int r^2 dF \text{ und } P = E J \frac{d^2\eta}{dx^2}$$

$$Ml = \frac{C_{NT}}{w} \cdot \sigma \text{ also } \sigma = \frac{M \cdot l}{C_{NT}} w \dots \dots \dots (4)$$

und

$$M = -E C_{NT} \cdot \frac{d^2\varphi}{dx^2} \dots \dots \dots (5)$$

Berücksichtigt man auch die vorläufig vernachlässigte de Saint-Venantsche Torsionssteifigkeit, $G J_T$, so erhält man

$$M = -E C_{bd} \frac{d^2\varphi}{dx^2} + G J_T \cdot \frac{d\varphi}{dx} \dots \dots \dots (6)$$

8. Wegdrehen von Druckstäben.

Wird ein verhältnismäßig dünnwandiges offenes Profil (z. B. ein Winkelprofil) gedrückt, so neigt jeder einzelne Flansch zum Ausknicken in Richtung senkrecht zu seiner Ebene (Abb. 5). Die an der Kante des Winkelprofils liegende Seite des Flansches stützt sich jedoch gegen den anderen Flansch, der hinsichtlich solcher Beanspruchungen ein sehr großes Widerstandsmoment hat und folglich das Ausknicken des ersteren Flansches an dieser Stelle verhindert und umgekehrt.

Es sind nun zwei Knickungsformen möglich: 1. können beide Flansche nach derselben Richtung (im gleichen Drehsinn) ausknicken, das Profil sich also verdrehen (Abb. 5a); 2. können beide Flansche im entgegengesetzten Drehsinn ausknicken (Abb. 5b). Bei dieser zweiten Art der Knickung wird der Querschnitt des Winkelprofils verformt und die Formänderungsarbeit ist daher für diesen Fall größer. Und da von zwei möglichen Knickungsformen immer diejenige zuerst eintritt, der bei gleicher Arbeit der äußeren Lasten die kleinere Formänderungsarbeit entspricht, so tritt also zunächst lediglich die erste Art der Knickung, also Verdrehung des Profils, auf.

Wir wollen nun den allgemeinen Fall besprechen. Ein ursprünglich gerades offenes Profil stehe unter der Wirkung einer im allgemeinen exzentrisch wirkenden Druckkraft P , deren Wirkungslinie parallel zur Stabachse verlaufe. Wir bezeichnen mit $\sigma_p = \frac{P}{F}$ die mittlere Druckspannung, mit σ_r die über den Querschnitt veränderliche resultierende Druck- und Biegungsspannung und setzen diese einfach zu berechnenden Spannungen als bekannt voraus. Die Spannungen σ_r verlaufen in Richtung der Längsfasern des Profils, sie sind also bei Verdrehung des Profils schräg zur ursprünglichen Achse geneigt. Der Neigungswinkel einer Faser infolge der Verdrehung ist $r \cdot \varphi'$. Die horizontale Komponente von σ_r ist also $\sigma_r \cdot r \cdot \varphi'$, ihre Richtung ist senkrecht zu r gerichtet. Diese Spannungen ergeben ein Moment um den Schubmittelpunkt von der Größe

$$\begin{aligned} M_{P,\varphi} &= \varphi' \int r^2 \cdot \sigma_r \cdot dF = \\ &= \varphi' \cdot \sigma_p \cdot \int \frac{\sigma_r}{\sigma_p} r^2 dF = \varphi' \cdot P \cdot i_{sr}^2, \end{aligned} \quad (7)$$

wobei wir der Kürze halber für das leicht auswertbare Integral

$$\frac{1}{F} \int \frac{\sigma_r}{\sigma_p} \cdot r^2 dF = i_{sr}^2 \dots (7a)$$

gesetzt haben. Für zentrisch wirkende Kraft P ist $\sigma_r = \sigma_p$, also $M_{P,\varphi} = \varphi' \cdot \sigma_p \cdot J_s$, worin J_s das polare Trägheitsmoment des Profilquerschnitts um die Schubachse bedeutet!

Zerlegt man $\sigma_r = \sigma_p + \sigma_b$ in den Anteil der reinen Druck- und der aus der Exzentrizität e der Druckkraft entstehenden Biegenspannung, dann wird

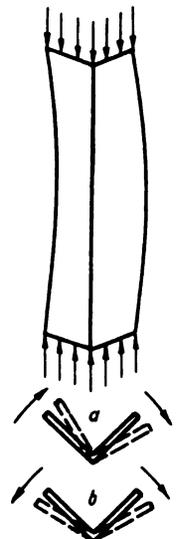


Abb. 5. Formen des Ausknickens.

$$i_{SP}^2 = \frac{1}{F} \int \frac{\sigma_{\nu} + \sigma_{\mu}}{\sigma_{\nu}} r^2 dF = \frac{1}{F} \int r^2 dF + e \cdot \frac{1}{J} \int \eta r^2 dF, \quad (8)$$

$$i_{SP}^2 = i_s^2 + e \cdot i_{\eta}, \dots \dots \dots$$

wobei η der Abstand des Flächenteilchens dF von der neutralen Faser und J das Trägheitsmoment bedeuten.

i_s^2 und i_{η} sind Profilkonstanten.

Dem Moment $M_{\mu\eta}$ wird durch das Moment der Schubspannungen nach Gl. (6) das Gleichgewicht gehalten und man erhält die Differentialgleichung für das Wegdrehen:

$$\varphi''' EC_{BT} + \varphi' (P \cdot i_{SP}^2 - G J_T) = 0 \dots \dots (9)$$

Die Lösung für den technisch wichtigsten Fall, daß die Querschnittsverwölbung an den Stabenden nicht verhindert ist, lautet mit den Grenzbedingungen:

für $x=0$ und $x=L$ sei $\varphi=0$ und $\varphi''=0$

$$\varphi = \varphi_0 \sin \frac{\pi x}{L} \quad (\varphi_0 = \text{Verdrehwinkel in der Mitte.})$$

Durch Einsetzen in die Differentialgleichung erhält man die Knicklast P_w , den Eigenwert

$$P_w = \frac{1}{i_{SP}^2} \left(G J_T + \frac{\pi^2}{L^2} EC_{BT} \right) \dots \dots (10)$$

Ist die auf den Stab wirkende Last kleiner als die durch diese Gleichung gegebene Knicklast, so verdreht sich der Stab überhaupt nicht²⁾. Erreicht die Last jedoch die angegebene Größe, so bricht er plötzlich infolge Wegdrehens (reines Stabilitätsproblem). Zum Wegdrehen neigen nur solche Profile, bei denen der Wert C_{BT}/i_{SP}^2 klein ist gegenüber dem Trägheitsmoment des Profilquerschnitts (vgl. Gl. (10)).

Bei zentrisch belasteten Knickstäben tritt keine Kopplung zwischen der Knickung (nach Euler) und dem Wegdrehen ein; das Profil ist entweder auf Knickung (nach Euler) oder auf Wegdrehen zu berechnen, je nachdem welcher Erscheinung die kleinere Knicklast entspricht.

Bei langen exzentrisch gedrückten Stäben kann die Ausbiegung des Stabes infolge der Exzentrizität so groß werden, daß die Spannungsverteilung in der Mitte des Stabes wesentlich anders ist als an den Enden (i_{SP}^2 ist dann in Gl. (9) längs x veränderlich, also keine Konstante).

Bei der Erläuterung der Versuchsergebnisse kommen wir auf diesen Fall noch einmal zurück. — Praktisch genügt in den meisten Fällen die einfache Formel (10).

Wir besprechen noch den Fall, daß der Stab von Anfang an etwas verwunden ist, so daß in Stabmitte eine anfängliche Ausdehnung um den Winkel φ_0 besteht. Unter Voraussetzung sinusförmiger Verwindung des Stabes ergibt sich dann, daß der Winkel φ mit wachsender Last allmählich nach dem Gesetz

$$\varphi = \frac{\varphi_0}{1 - P/P_w}$$

anwächst. Ein allmähliches Steigen der Ausdehnung tritt auch bei ursprünglich ganz geradem Stab auf, wenn z. B. bei symmetrischem Profilquerschnitt die Druckkraft P außerhalb der Symmetrieebene wirkt. Solche Fälle sind in der Festschrift der T. H. Danzig näher besprochen.

4. Bestimmung von Schubpunkt und Biegungsverdrehungswiderstand.

a) Schubpunktermittlung.

Um zu zeigen, daß die Bestimmung des Schubpunktes und des Biegungsverdrehungswiderstandes C_{BT} keine besonderen Schwierigkeiten bereitet, soll im folgenden an Hand eines symmetrischen Querschnittes der Schubpunkt und C_{BT} bestimmt werden. Die Abrundungen werden durch flächengleiche, gerade Stücke ersetzt.

Man bestimmt für Biegung um die Symmetrieebene des Querschnitts (als Spannungsnulllinie) die Lage der zuge-

²⁾ Vorausgesetzt, daß in der Mitte keine Anfangsverdrehung vorhanden ist.

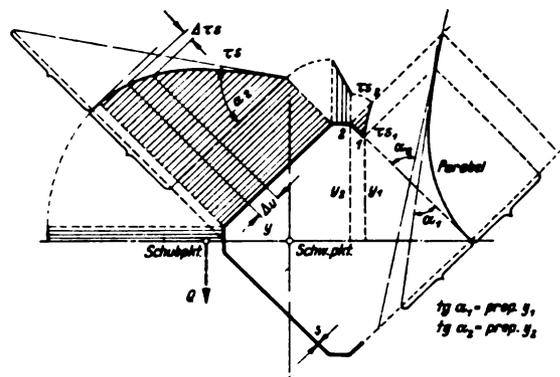


Abb. 6. Verlauf der Schubspannungen infolge Querkraft durch Schubpunkt.

hörigen Querkraft aus dem Schubfluß. Die Änderung $\Delta \tau_s$ des Schubflusses τ_s auf einem Stück Δu des Querschnittes ist proportional dem Abstand y der Flächenelemente $s \cdot \Delta u$ von der Spannungsnulllinie (s. Abb. 6). Man setzt den Proportionalitätsfaktor willkürlich gleich 1, also

$$\Delta \tau_s = y \cdot s \cdot \Delta u.$$

Hat ein gerades Stück des Profilquerschnitts konstante Wandstärke, so ist daher der Schubflußverlauf längs dieses Stückes parabol förmig. Bei bekanntem τ_{s1} am Beginn 1 des geraden Stückes errechnen sich Schubfluß τ_{s2} an der Stelle 2 und die auf Stück 1 ÷ 2 wirkende Querkraft Q_{12} , zu

$$\tau_{s2} = \tau_{s1} + l_{12} \frac{y_1 + y_2}{2} \dots \dots \dots (11)$$

$$Q_{12} = \tau_{s1} l_{12} + l_{12}^2 \left(\frac{1}{3} y_1 + \frac{1}{6} y_2 \right) \dots \dots (12)$$

Man beginnt an einem der beiden Querschnittsenden und erhält so leicht die Wirkungslinie der resultierenden Querkraft. Schnitt dieser Linie mit der Symmetrieebene ist der Schubpunkt.

b) Die Ermittlung des C_{BT} .

Die Profilkonstante $C_{BT} = \int w^2 \cdot dF$ wird graphisch oder besser analytisch gefunden.

Der »Einheitswölbungs Pfeil« w hat für jedes gerade Stück des Profilumfangs gradlinigen Verlauf und läßt sich für jede Stelle des Umfanges leicht ausrechnen. — In der Symmetrieebene ist $w = 0$. — Für das Profil mit Bördelung (Kanten sind durch gerade Stücke ersetzt) ist in Abb. 7 der Verlauf von w dargestellt.

Mit den Bezeichnungen der Abb. 7 wird

$$C_{BT} = \int w^2 \cdot dF = \Sigma s \int (w_1 + a x)^2 dx = \Sigma s \cdot l \left[w_1^2 + w_1 \cdot a l + \frac{1}{3} (a l)^2 \right] \dots \dots (13)$$

oder nach einer Umformung entsprechend $a \cdot l = w_2 - w_1$ (s. Abb. 7)

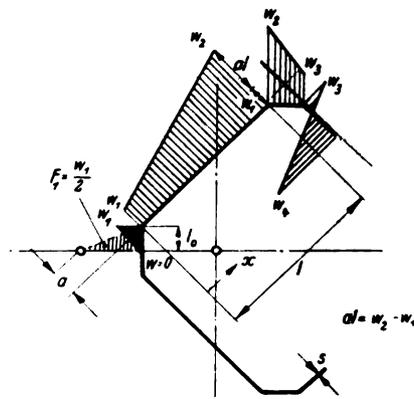


Abb. 7. Verlauf der Einheitswölbungspfeile.

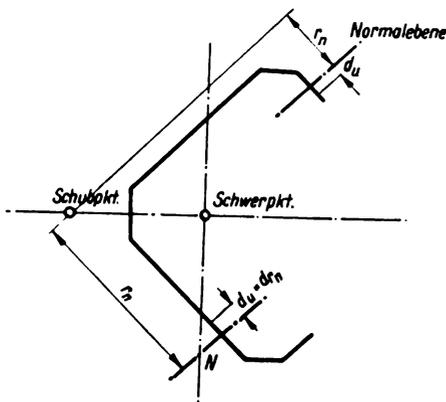


Abb. 8. Bestimmung von C_{BTn} .

$$C_{BT} = \frac{1}{3} \sum s \cdot l (w_1^2 + w_1 w_2 + w_2^2) \dots (14)$$

Es läßt sich zeigen³⁾, daß w aus zwei Anteilen besteht, nämlich $w = w_u + w_n$ wobei wir bisher $w = w_u$ und entsprechend $C_{BTu} = C_{BT}$ gesetzt haben, da w_n bei den im Flugzeugbau verwendeten dünnen Wandstärken von untergeordneter Bedeutung ist. Zu dem oben errechneten C_{BT} kommt also noch C_{BTn} , das durch ein einfaches Integral ausgedrückt werden kann. Mit den Bezeichnungen der Abb. 8 wird

$$C_{BTn} = \frac{s^3}{12} \int r_n^2 d_n = \frac{s^3}{12} \int r_n^2 d r_n \dots (15)$$

5. Versuchsergebnisse.

a) Versuchsstäbe.

Zur Nachprüfung der theoretischen Wegdrehlasten von offenen Druckstäben wurden Knickversuche ausgeführt. — Die Ergebnisse zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit der Rechnung. Sie werden zusammen mit Angaben über die Versuchsdurchführung mitgeteilt.

Um ein deutliches Bild von den einzelnen Einflüssen der in Gleichung

$$P_w = \frac{1}{i_{Sp}^2} \left(G J_T + \frac{\pi^2}{l^2} \cdot E \cdot C_{BT} \right)^{1/4} \dots (10)$$

auf tretenden Größen zu erhalten, wurden zwei Profilquerschnitte mit gleicher Querschnittsfläche ($F = 0,56 \text{ cm}^2$) und Schenkellänge (2,9 cm) gewählt. Querschnittsform und Abmessungen sind aus Abb. 9 ersichtlich.

Für die aus Duralblech gezogenen Profile werden nun die Knicklasten bei drei verschiedenen Stablängen ($l = 18,6$; $l = 38,6$ und $l = 58,6 \text{ cm}$), abhängig von der Exzentrizität des Kraftangriffs in der Symmetrieebene, durch Versuche ermittelt.

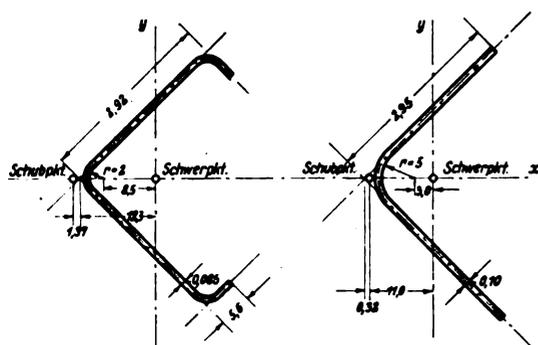


Abb. 9. Abmessungen der untersuchten Profile.

³⁾ Siehe Festschrift 25 Jahre Techn. Hochsch. Danzig, Seite 331.
⁴⁾ Siehe Gl. 10 Querschnittsverwölbung nicht verhindert!

Die aus genauen Profilausmessungen errechneten Profilkonstanten sind in der folgenden Tafel 1 zusammengestellt.

Tafel 1.

	Bezeichnung	Dimension	Profilform	
			ζ	ζ
Querschnittsfläche . . .	F	cm^2	0,565	0,566
Wandstärke	s	cm	0,085	0,10
abgewinkelte Profillg.	b	cm	6,64	5,66
Schwerpunktsabstand	x_s	cm	1,228	1,10
Schubpunktsabstand	x_{Sch}	cm	0,137	0,0326
Trägheitsmoment um x -Achse	J_x	cm^4	0,955	0,885
Trägheitsmoment um y -Achse	J_y	cm^4	0,275	0,198
polares Trägheitsmoment um Schubpunkt	J_p	cm^4	2,273	1,700
Biegungsverdrehungswiderstand	C_{BT}	cm^3	0,060	0,0016
Konstante	i_N^2	cm^2	4,02	3,00
Konstante	i_i	cm	4,44	4,20
Elastizitätsmodul	E	kg/cm^2	740 000	740 000
Verdrehsteifigkeit	$G \cdot J_T$	kg/cm^2	400	405

b) Meßeinrichtung.

Eine Gesamtansicht der bei den Versuchen benutzten Knickmaschine zeigt Abb. 10.

Der Stab a wird zwischen je zwei gekreuzten Schneiden g gedrückt. Die Belastung erfolgt über einen Hebel durch die Gewichte d . Die Genauigkeit der Knicklastermittlung beträgt $\pm 0,3 \text{ kg}$.

Zwecks Bestimmung der Exzentrizität der Druckkraft wurde während der Belastung die Ausbiegung des Stabes gemessen und daraus die Anfangsexzentrizität rückgerechnet. Auf diese Weise wurden die unvermeidlichen Ungenauigkeiten bei direkter Bestimmung der Anfangsexzentrizität und der Einfluß einer ursprünglichen Verkrümmung des Stabes ausgeschaltet.

Die Durchbiegung wird durch Anlegen einer steifen, mit zwei Schneiden versehenen Schiene f mit Hilfe einer Meßschraube m gemessen. Die Genauigkeit beträgt $\pm 0,02 \text{ mm}$.

Der Elastizitätsmodul und die Verdrehsteifigkeit der beiden Profile wurden durch Zug- und Verdreh-Versuche sorgfältig bestimmt.

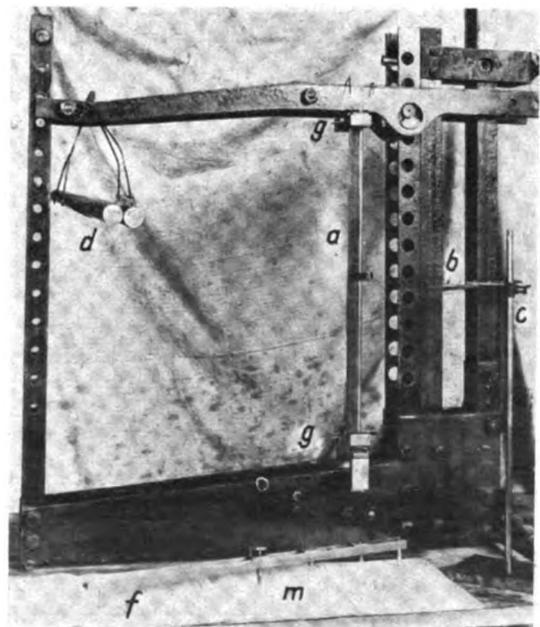


Abb. 10. Knickmaschine.

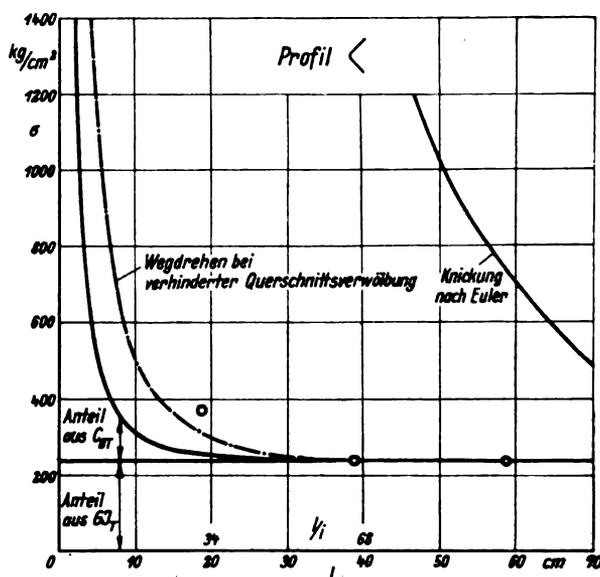
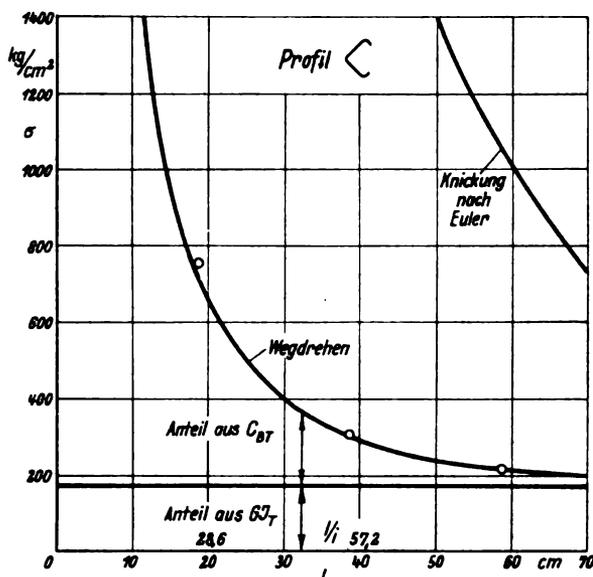


Abb. 11 und 12. Wegdrehlasten bei zentrischem Druck.

c) Zentrisch gedrückte Stäbe.

$$P_w = \frac{1}{i_{SP}^2} \cdot \left(G J_T + \frac{\pi^2}{l^2} E C_{BT} \right)$$

$$i_{SP}^2 = \frac{1}{F} \int r^2 dF = \text{const} = i_z^2 \quad (10a)$$

Für den Fall der zentrisch beanspruchten Stäbe sind in Abb. 11 und 12 neben den Wegdrehlasten (Spannungen) noch die Euler-Kurven für beide Profile als Funktion der Stablängen und Schlankheitsgrade eingezeichnet. Der jeweilige Anteil von $G \cdot J_T$ und C_{BT} an der Größe der Wegdrehlast ist dort ebenfalls veranschaulicht.

Man erkennt, daß beide Profile schon lange, bevor die Eulerlast erreicht ist, die Stabilitätsgrenze hinsichtlich Wegdrehen überschritten haben. Dabei ist bei kurzen Stablängen das gebördelte Profil infolge des hohen C_{BT} dem Winkelprofil erheblich überlegen. Mit wachsender Stablänge wird dagegen der Einfluß von C_{BT} klein gegenüber $G J_T$. Bei großen Stablängen ist fast nur die Drillungssteifigkeit maßgebend für die Wegdrehlast, und aus diesem Grunde das Winkelprofil dem gebördelten überlegen.

Die beim Versuch gemessenen Wegdrehlasten sind durch Punkte im besprochenen Schaubild gekennzeichnet. Bis auf das Ergebnis für das <-Profil $l = 18,6$ cm, stimmen die Versuchswerte mit einer für Knickversuche recht guten Genauigkeit mit der Rechnung überein.

Die Abweichung in diesem Fall ($l = 18,6$ cm) läßt sich dadurch erklären, daß die Querschnittsverwölbung infolge w_n (s. Anm. 3) verhindert war. Berücksichtigt man diese Tatsache, so ergibt sich der im Schaubild 12 strichpunktiert angegebene Kurvenverlauf. (Bei verhinderter Querschnittsverwölbung wächst der Anteil aus C_{BT} auf das 4fache.)

d) Exzentrisch gedrückte Stäbe.

$$P_w = \frac{1}{i_z^2 + i_e \cdot e} \left(G J_T + \frac{\pi^2}{l^2} E C_{BT} \right) \dots (10b)$$

Für die in der Symmetrieebene exzentrisch belasteten Profile sind in den folgenden Abb. 13 bis 18 zu den berechneten Wegdrehlasten die Versuchspunkte eingetragen. Eine vom Schwerpunkt gegen den Profiltrücken gerichtete Exzentrizität wird negativ gerechnet. Zum besseren Ver-

Abb. 13 bis 18. Verhältnis der Wegdrehlasten bei exzentrischem Druck zu denen bei zentrischem Druck.

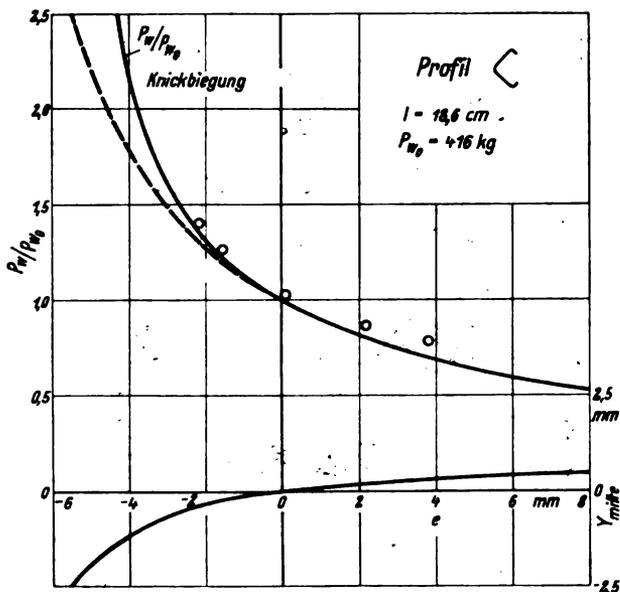


Abb. 13.

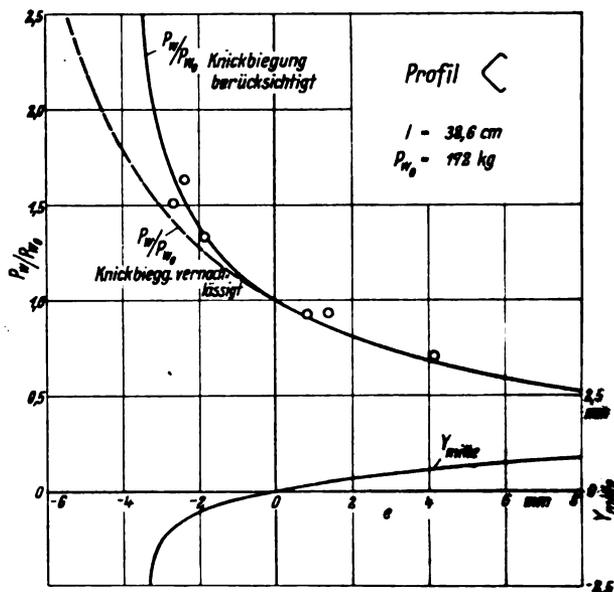


Abb. 14.

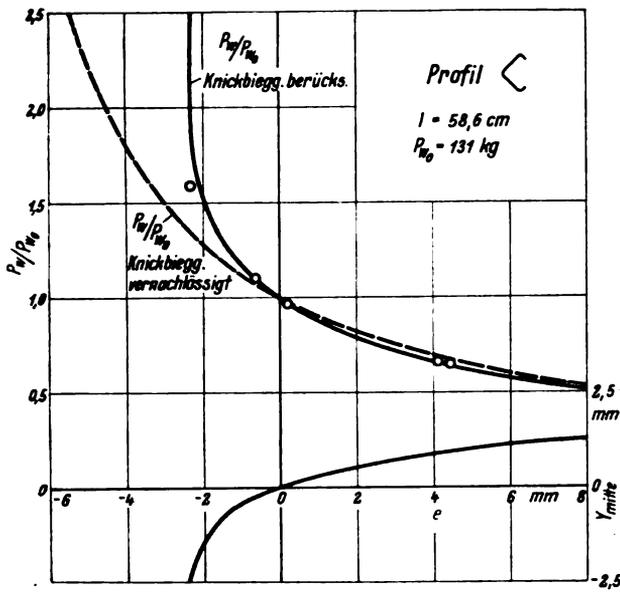


Abb. 15.

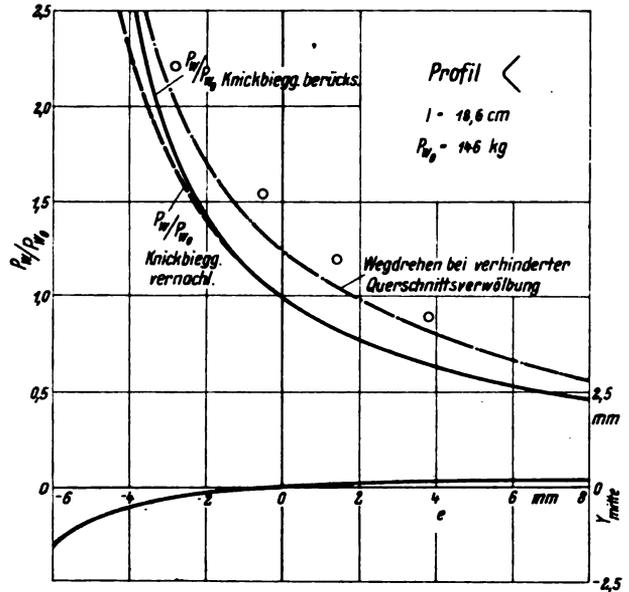


Abb. 16.

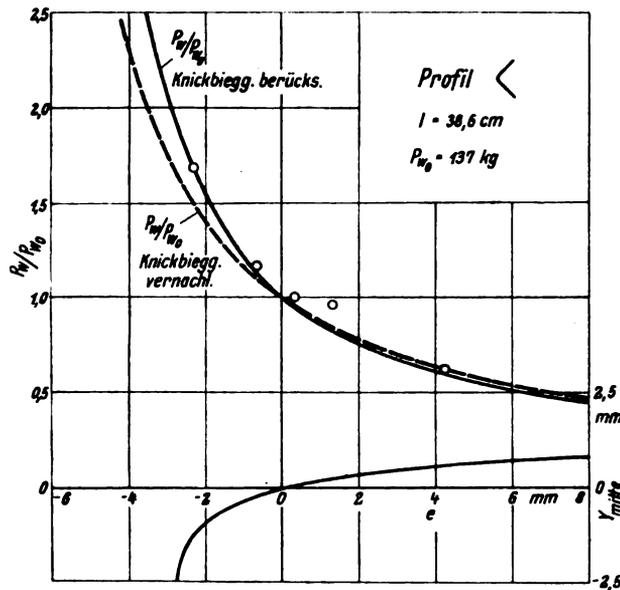


Abb. 17.

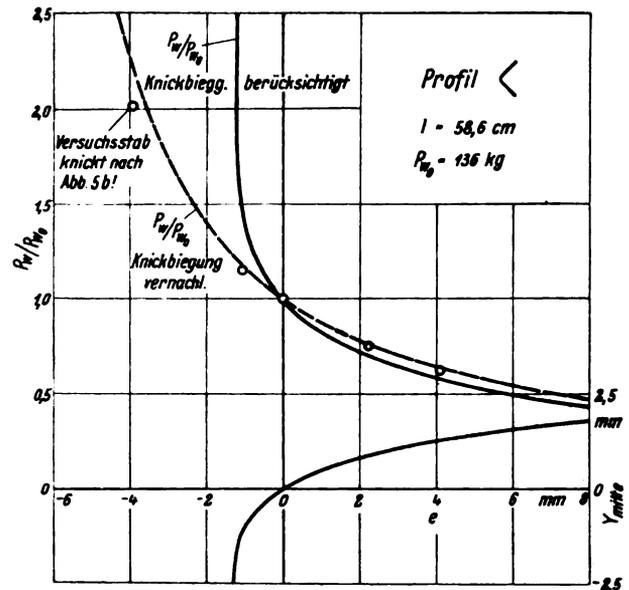


Abb. 18.

gleich der Schaubilder wird als Maßstab das Verhältnis der wahren Wegdrehlast P_w zur Wegdrehlast P_{w0} des zentrisch gedrückten Stabes gewählt.

Diese Kurven zeigen die starke Abhängigkeit der Wegdrehlast von der Exzentrizität des Kraftangriffs. Wirkt die Kraft in der Nähe der Kante, so wird schließlich die Wegdrehlast unendlich groß. Die hierzugehörige Exzentrizität berechnet sich aus Gl. (10) mit $P_w \rightarrow$ unendlich, also $i_{z_p}^2 \rightarrow 0$, zu (vgl. auch G. 8)

$$e = - \frac{i_N^2}{P} \quad (16)$$

Die gestrichelt ausgezogenen theoretischen Kurven sind unter der Annahme konstanter Spannungsverteilung berechnet (s. Abb. 19; $\sigma_p = \sigma_n + \sigma_n$ ist in jedem Querschnitt längs des Stabes konstant).

Bei exzentrischer Beanspruchung biegt sich der Stab aber durch (Knickbiegung); damit wird die Exzentrizität und folglich die Spannungsverteilung über die Stablänge veränderlich (s. Abb. 20). Berücksichtigt man die daraus resultierende genaue Spannungsverteilung (erfordert ziemliche Rechenarbeit), so erhält man die voll ausgezogenen Kurven der Wegdrehlasten⁵⁾.

Man sieht, daß hier praktisch nur bei großen Stablängen und im Bereich negativer Exzentrizitäten größere Abweichungen von der einfachen Näherungsgleichung (10b) auftreten und daß im allgemeinen diese einfache Rechnung für Abschätzungen genau genug ist.

Bei Wirkung der Kraft in Nähe der Kante wird bei längeren Profilen infolge der Ausbiegung in der Mitte, im mittleren Teil des Profils die Wirkungslinie der Kraft noch mehr gegen die Kante verlegt. Dadurch entsteht in der Mitte eine solche Spannungsverteilung, daß an dieser Stelle Wegdrehen nicht mehr in Frage kommt (vgl. Gl.16). So kommt

⁵⁾ Zur Berechnung sei folgendes erwähnt: Die größte Stabdurchbiegung sei f_{max} . Dann läßt sich die über die Stablänge sinusförmig verteilte Zusatzspannung mit Hilfe der Formänderungsarbeit durch eine konstant verteilte darstellen, wie sie infolge einer zusätzlichen Exzentrizität von $0,85 f_{max}$ entstehen würde und die Rechnung ist auf den Fall a) zurückgeführt.

Ist $0,85 f_{max} = n$, dann wird (s. II. H. 25. Aufl., Bd. I, S. 645)

$$n = \frac{0,85}{\cos \pi/2} \sqrt{\frac{P}{P_K}} + 0,15 \quad \text{und} \quad P_K = \frac{GJ_T + \frac{1}{2} E C_{KT}}{i_1^2 + i_2 \cdot e \cdot n}$$

Diese Gleichung wird am besten graphisch gelöst, indem man P_w/P für beliebige P ausrechnet und P_K aus $P_w/P = 1$ bestimmt.

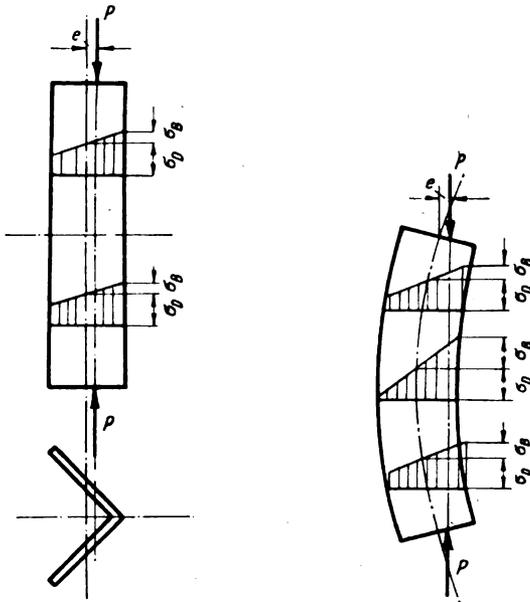


Abb. 19 und 20. Vereinfachte und wirkliche Spannungsverteilung bei exzentrischem Druck.

es auch im Versuch vor, daß das Profil zuerst zwar wegzudrehen neigt, bei steigender Belastung, also wachsender Durchbiegung in der Mitte wieder in die Mittellage zurückkehrt und dann in anderer Weise bricht (s. Abb. 18, bei $e = -4,0$ mm). Bei ungebördelten Profilen richtet sich die Höhe der Wegdrehlast nicht nach der günstigen Exzentrizität in Stabmitte. Das Wegdrehen tritt vielmehr z. B. nach der in Abb. 21 b gezeigten Form auf, wobei die Wegdrehlast der Exzentrizität am Stabende entspricht. So sind die Versuchsstäbe des <-Profils von der Länge $l = 58,6$ cm mit Ausnahme von $e = -4,0$ mm nach der in Abb. 21 b veranschaulichten Form, alle übrigen Stäbe nach Abb. 21 a weggedreht. Bei gebördelten Profilen tritt die Form 21 b des Wegdrehens nicht ein, weil der geringeren Länge der Ausbeulung in diesem Fall wegen des hohen C_{BT} eine erheblich größere Knicklast entsprechen würde (vgl. den Einfluß von l in Gl. 10).

Die Versuche stehen mit den theoretischen Ergebnissen zahlenmäßig in recht guter Übereinstimmung. Zu den Abweichungen ist folgendes zu bemerken:

Die im Versuch mit dem kurzen Winkelprofil (Abb. 16) auftretenden Abweichungen sind (wie bei zentrisch belasteten Profilen) eine Folge der beim Versuch unvermeidlich verhinderten Querschnittsverwölbung.

Ferner waren infolge von Ungenauigkeiten der Herstellung die in der Berechnung des Biegungsverdrehungswiderstandes C_{BT} als eben vorausgesetzten Profilflächen tatsächlich etwas verwölbt. Als Folge davon waren die wirklichen C_{BT} etwas größer als die rechnerisch eingesetzten, was die bei allen kurzen Profilen auftretende geringe Erhöhung der Wegdrehlast erklärt (vgl. Abb. 11 und 12). Bei den Winkelprofilen macht sich dies wegen der an sich kleinen C_{BT} -Werte besonders stark bemerkbar.

Die rechnerischen Durchbiegungen in der Mitte der Stäbe sind für die Wegdrehlasten abhängig von der Exzentrizität

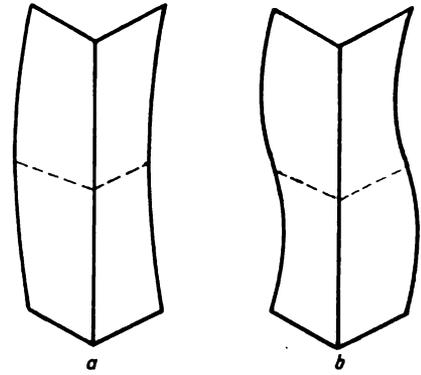


Abb. 21. Formen des Wegdrehens offener Profile.

in die Schaubilder eingetragen und stimmen gut mit den gemessenen überein.

6. Zusammenfassung.

Zuerst wird ein Auszug aus der an sich bekannten Theorie des Wegdrehens unter Druckkräften gegeben. Dann folgen Anweisungen für die praktische Berechnung der das Wegdrehen bestimmenden Größen C_{BT} (Biegungsverdrehungswiderstand) und i_{sp}^2 .

Der zweite Teil der Arbeit betrifft die experimentelle Prüfung der theoretischen Ergebnisse über das Wegdrehen an gebördelten und ungebördelten Winkelprofilen. Die Versuche stimmen mit der ursprünglichen Theorie (Vernachlässigung der elastischen Durchbiegung) recht gut überein. Eine einwandfreie Klärung von geringen Abweichungen konnte durch folgende Verfeinerung der Theorie (Berücksichtigung der elastischen Durchbiegung) erzielt werden. Bei exzentrischen Druckkräften erfahren vor allem lange Knickstäbe im mittleren Bereich große Ausbiegungen, die eine Veränderung der Spannungsverteilung über dem Querschnitt längs der Stablänge bedingen. Durch Einführung eines theoretisch begründeten Mittelwertes für die Kraftexzentrizität längs der Stablänge $f_m = 0,85 f_{max}$ wurde der Anwendungsbereich der Theorie auch auf solche lange exzentrisch gedrückte Stäbe erweitert.

Nach dieser Ergänzung zeigten die Versuche mit gebördelten Winkelprofilen ausgezeichnete Übereinstimmung mit der Theorie. Da jedoch die Unterschiede zwischen der ursprünglichen und der verfeinerten Theorie auch bei den längsten geprüften Stäben nur 10 vH im Mittel ausmachen, und da man sich bei Anwendung der ursprünglichen Theorie auf der sicheren oder nur sehr wenig auf der unsicheren Seite bewegt, kann wohl im allgemeinen das Rechnen mit der ursprünglichen Theorie empfohlen werden.

Bei den ungebördelten Winkelprofilen zeigte die ursprüngliche Theorie eine weitaus bessere Übereinstimmung als die verfeinerte. Ungebördelte Profile bilden aber gegenüber allen anderen Profilen eine Ausnahme: Bei ihnen ist der Biegungsverdrehungswiderstand C_{BT} außerordentlich klein im Verhältnis zur Drillungssteifigkeit, also die Knicklast von der Beulenlänge nahezu unabhängig. Sie verbeulen daher bei für den mittleren Bereich des Stabes günstiger Richtung der Exzentrizität lokal am Stabende.

Engin.
Library X

FEB 16 1935

LUFTFAHRT- FORSCHUNG

Mit Beiträgen der nachstehenden Institute:

Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, E.V., Berlin-Adlershof • Aerodynamische Versuchsanstalt beim Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung, Göttingen • Aerodynamisches Institut der Technischen Hochschule Aachen • Aerodynamisches Institut an der Technischen Hochschule Darmstadt • Institut für Aerodynamik und Flugtechnik der Technischen Hochschule Hannover • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Stuttgart • Forschungsinstitut für Kraftfahrwesen und Fahrzeugmotore an der Technischen Hochschule Stuttgart • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Berlin • Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug, Flugplatz Griesheim b. Darmstadt • Professor Dr.-Ing. Flügel u. a.

Herausgegeben von der
**Zentrale für technisch-wissenschaftliches Berichtswesen
über Luftfahrtforschung (ZWB)**



INHALT:

Die Jahresversammlung der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt und der Vereinigung für Luftfahrtforschung	Seite 181
Die Organisation der Luftfahrtforschung in den angelsächsischen Ländern, ihre Arbeitsweise und ihre Zusammenarbeit mit der Industrie. Von F. Seewald. Seite 182	
Die Organisation und Arbeitsweise der Forschung in der Stahlindustrie, dargestellt am Beispiele eines Stahlkonzerns. Von K. Daeves	Seite 185
Forschungstätigkeit in der chemischen Industrie. Von H. G. Grimm	Seite 189
Wechselbeziehungen zwischen Triebwerk und Flugzeug vom Standpunkte des Flugzeugbauers. Von Br. Schlippe	Seite 192
Wechselbeziehungen zwischen Triebwerk und Flugzeug vom Standpunkt des Luftschraubenbauers. Von H. Ebert	Seite 197
Das Triebwerk als Schwingungserreger. Von K. Lürenbaum	Seite 200
Luftschraubenstrahl und Längsstabilität. Von H. Blenk	Seite 202
Das Trudeln von Flugzeugen. Aussprache zum Vortrag Stephens. (Luftfahrtforschung Bd. 11 [1934], Nr. 5)	Seite 207

VERLAG VON R. OLDENBOURG, MÜNCHEN-BERLIN

EINE WERTVOLLE ERGÄNZUNG
ZUR „LUFTFAHRT-FORSCHUNG“
STELLT DIE ZEITSCHRIFT

DEUTSCHE LUFTWACHT

AUSGABE: LUFTWISSEN

dar. Die Zeitschrift ist zu beziehen vom Verlag E. S. Mittler & Sohn, Berlin SW 68, vom Verlag R. Oldenbourg, München 1, sowie durch alle Buchhandlungen

PREIS DES JAHRGANGS

im Inland RM. 12.-

im Ausland RM. 18.-

Luftfahrt-Forschung

Jährlich erscheint ein Band (bestehend aus etwa 8 Hefen) zum Preise von RM. 16.-. Bestellungen können bei jeder Buchhandlung oder beim Verlag aufgegeben werden.

R. Oldenbourg · München 1 und Berlin

Verlangen Sie

unverbindlich ein Angebot über den günstigen Bezug von „Luftfahrt-Forschung“ Bd. I—10. Preisermäßigung und Ratenzahlung bei Bezug aller Bände.

FLUGZEUGMOTOREN

Über die Brennstoffzerstäubung in Leichtmotorenvergasern. Von F. N. Scheubel. — Zur Abschirmwirkung von Widerstandskörpern. Von P. v. Mathes. — Über die Torsionssteifigkeit eines freitragenden Flügels mit konstantem Holm- und Rippenquerschnitt. Von G. Gabrielli. 28 Seiten, 38 Abbildungen, 24 Zahlentafeln, 6 Bildreihen auf Tafeln. 1928. M. 5.40 = **Luftfahrtforschung II/3.**

Drehschwingungen in Reihenmotoren. Von Alb. Stieglitz, 26 Seiten, 39 Abbildungen, 6 Zahlentafeln. 1929. M. 4.20 = **Luftfahrtforschung IV/5.**

Beurteilung von Flugmotorenkraftstoffen in Deutschland. — Anforderungen an Kraftstoffe für Flugzeuge und Kraftwagen im Ausland. — Das Kälteverhalten von Kraftstoffen zur Verwendung in Luftfahrzeugen. — Der Schwefelgehalt von Kraftstoffen und seine Bedeutung für den Flugbetrieb. Von Erich Rackwitz und Alexander v. Philippovich. 26 Seiten, 24 Abbildungen, 19 Zahlentafeln. 1929. M. 4.- = **Luftfahrtforschung V/4.**

Die Gestaltung des Luftfahrzeugmotors. Von Wunibald Kamm. — Der Einfluß des Triebwerksgewichtes auf die Flugleistungen. Von Martin Schrenk. — Die Schwingungen in Luftfahrzeug-Triebwerkanlagen. Von K. Lürenbaum. — Neuere Ergebnisse auf dem Gebiet der Kurbelwellenschwingungen. Von Albert Stieglitz. — Thermodynamische Aufgaben der Luftfahrtforschung. Von Kurt Löhner. — Versuchseinrichtungen für Forschungsarbeiten an Flugmotoren. Von Walter Janson. — Aufzeichnung rasch verlaufender Druckvorgänge mittels des Verfahrens der halben Resonanzkurve. Von Kurt Schnauffer. 50 Seiten, 78 Abbildungen. 1930. M. 9.- = **Luftfahrtforschung VI/4.**

Kurbelwellenbrüche und Werkstofffragen. Von Kurt Matthes. 30 Seiten 67 Abbildungen. 6 Zahlentafeln. 1930. M. 5.40 = **Luftfahrtforschung VIII/4.**

FUNKTECHNISCHE FORSCHUNGSARBEITEN

(Aus der Abteilung für Funkwesen der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt e. V., Berlin-Adlershof. (D.V.L.). Veröffentlicht in: „Luftfahrtforschung“.)

Kurzwellenversuche bei der Amerikafahrt des Luftschiffes „Graf Zeppelin“. — Über die Ausbreitung der kurzen Wellen bei kleiner Leistung im 1000-Kilometer-Bereich. — Abhängigkeit der Reichweite sehr kurzer Wellen von der Höhe des Senders über der Erde. — Der Bordpeilempfänger im Flugzeug. 24 Seiten, 43 Abbildungen, 7 Zahlentafeln. 1929. M. 4.20 = **Luftfahrtforschung Bd. III/4.**

Untersuchungen über das Verhalten von quarzgesteuerten Sendern. 20 Seiten, 14 Abbildungen, 4 Kurvenblätter, 4 Diagr., 3 Zahlentafeln. 1930. M. 3.40 = **Luftfahrtforschung Bd. VIII/5.**

Vergrößerung der effektiven Höhe von Flugzeugschleppantennen. 14 Seiten, 20 Abbildungen, 12 Zahlentafeln. 1931. M. 2.20 = **Luftfahrtforschung Bd. VIII/6.**

R. OLDENBOURG · MÜNCHEN 1 UND BERLIN

Die Jahresversammlung der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt und der Vereinigung für Luftfahrtforschung.

Die Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V. (DVL) und die Vereinigung für Luftfahrtforschung (VLF) hielten am 25. und 26. Oktober im Harnack-Haus zu Berlin-Dahlem eine gemeinschaftliche Tagung der Mitarbeiter beider Stellen ab, auf der einige den Stand unserer Erkenntnisse und deren praktische Auswirkungen berührende wichtige Fragen besprochen wurden. Es ist geplant, diese Jahresversammlungen regelmäßig zu wiederholen und im gleichen Geiste und nach Möglichkeit noch mit einem erweiterten Zuhörerkreis stattfinden zu lassen. Durch diese Tagungen wird auch der Öffentlichkeit Gelegenheit gegeben, Einblick in wichtige Arbeiten der Luftfahrtforschung zu nehmen.

Die Träger der Veranstaltung.

Die DVL ist das große Zentral-Forschungs-Institut des Reiches. Ihre Arbeiten erstrecken sich auf alle Gebiete der Wissenschaft und Technik, die irgendwie von Bedeutung für die Luftfahrt sind. In engster Zusammenarbeit mit der DVL hinsichtlich Aufgabenstellung und Durchführung von Forschungsaufgaben wirken die Aerodynamische Versuchsanstalt Göttingen und eine Reihe anderer Institute an Technischen Hochschulen usw. von anerkanntem wissenschaftlichen Ruf (Aachen, Berlin, Hannover, Stuttgart usw.).

Die VLF als zweiter Träger der Veranstaltung ist ein aus Ausschüssen, Fachgruppen und Arbeitsgruppen bestehende Organisation, der in erster Linie die Aufgabe obliegt, den gegenseitigen Erfahrungsaustausch zwischen den einzelnen Forschungsstellen im Reich zu vermitteln und die erforderlichen Querverbindungen zu den Erzeugerverken und Verbrauchern zu sichern. Diese Vereinigung wirkt auch beratend und abgleichend bei der Aufgabenstellung der mit öffentlichen Mitteln gespeisten Forschungsstellen mit. In der kurzen Zeit ihres Bestehens hat sie bereits wertvolle Arbeit im Sinne gegenseitigen Erfahrungsaustausches leisten können.

Zweck der Tagung.

Aus Anlaß der jährlich stattfindenden Hauptversammlung der DVL fanden in früheren Jahren kleinere Tagungen statt. Mit der lebhaften Entwicklung der deutschen Luftfahrt nach der Errichtung des nationalsozialistischen Staates sind auch die Aufgaben der Luftfahrtforschung, insbesondere aber die Aufgaben des Zentral-Institutes in Adlershof erheblich gewachsen, wodurch auch die Bedeutung der gemeinsamen Tagung von DVL und VLF sehr an Bedeutung gewonnen hat. Nach dem Willen des Reichsministers der Luftfahrt Göring und seines Staatssekretärs Milch soll diese gemeinschaftliche Tagung in Zukunft alljährlich die Kreise des wissenschaftlichen und luftfahrttechnischen Lebens vereinigen, denen an einer Erhöhung der Leistungen unserer Luftfahrttechnik gelegen ist. Die Luftfahrtforscher erhalten hier die Möglichkeit, mit breiteren Kreisen der Luftfahrt, insbesondere der Luftfahrtbehörden und mit anderen Stellen des öffentlichen Lebens in Fühlung zu kommen. Auf die Pflege enger persönlicher und fachlicher Wechselbeziehungen zwischen Forschern, Erzeugern, Verbrauchern und Vertretern der Luftfahrtbehörden wird bei diesen Jahresversammlungen entscheidender Wert gelegt werden.

Ablauf der Tagung.

Auf der Versammlung wurden zwei Grundprobleme der Luftfahrtforschung behandelt,

1. Ein allgemeines Problem: Organisationsform der Forschung und ihre Auswirkung auf die Leistung der Industrie.
2. Ein technisches Problem: Wechselbeziehungen zwischen Triebwerk und Flugzeug.

Das erste Thema der Tagung »Organisationsform der Forschung« wurde von Ministerialrat im Reichsluftfahrtministerium Baeumker eingeleitet.

Er begründete die Stellung des Themas, bei dem auch Arbeitsgebiete außerhalb der Luftfahrtindustrie behandelt wurden, wie folgt:

Für das Arbeiten der Forschung und die praktische Verbreitung der Forschungsergebnisse ist die zweckmäßige Organisation der Forschung und ihres Zusammenarbeitens mit der Industrie von wesentlicher Bedeutung. Die Arbeitsmethoden der Forschung sind an den einzelnen Stellen sehr verschieden; es ist daher nicht möglich, allgemeine Erfahrungssätze für eine zweckmäßige Gliederung aufzustellen. Für die Luftfahrt ist es aber sehr wertvoll, Erfahrungen der Großindustrie, die der Forschung in erster Linie die Fortschritte der letzten Jahrzehnte verdankt, kennenzulernen und aus ihnen Anregungen für ihre eigenen Organisationen zu entnehmen. Die mit öffentlichen Mitteln betriebene Forschung kann nur besonders dringliche oder grundsätzliche Gegenwarts- und Zukunftsaufgaben erfassen. Die Lösung von Einzelproblemen gehört dagegen wegen ihres Zusammenhangs mit konstruktiven und fabrikatorischen Fragen zu den Belangen der Industrie. Wohl kann und muß die mit öffentlichen Mitteln betriebene Forschung die notwendigen Anlagen und Einrichtungen und das Personal für diese Aufgaben der Industrie vorrätig halten und besondere Arbeiten nach deren Weisung durchführen. Der Industrie dagegen verbleibt die Verantwortung für die Richtung der von ihr in Auftrag gegebenen Sonderarbeiten in öffentlichen Instituten. Sie wird daneben im eigenen Rahmen eine auf die speziellen Erzeugnisse gerichtete methodische wissenschaftlich-technische Vorarbeit in ihren Arbeitsstätten entwickeln müssen, die die mit öffentlichen Mitteln betriebene generelle Forschung im speziellen wirksam ergänzt und die mit dieser Forschung in engen und dauernden Wechselbeziehungen zu halten ist. Nur bei diesem Verfahren ist auch für die Luftfahrtindustrie ein Höchstmaß an wissenschaftlich-technischen Fortschritten für die Zukunft zu erwarten.

Auf diese einleitenden Ausführungen folgten die drei Vorträge zum ersten Hauptthema, die von Dr.-Ing. Seecald, DVL, Dr.-Ing. Daeves, Vereinigte Stahlwerke und Prof. Dr. Grimm, I. G. Farbenindustrie, gehalten wurden. Die Vorträge werden in diesem Heft wiedergegeben.

Das zweite Hauptthema der Tagung »Das Triebwerk als Organ des Flugzeuges« wurde von Prof. Dr.-Ing. Hoff, DVL, eingeleitet. In das vorliegende Heft wurden die Vorträge von Dipl.-Ing. v. Schlippe, Junkers-Flugzeugwerk A.-G., Dr.-Ing. Ebert, Vereinigte Deutsche Metallwerke, Dr.-Ing. Lürenbaum, DVL und Dr. phil. Blenk, DVL übernommen. Die Vorträge wurden am ersten Tage durch eine Besichtigung der DVL und einen Begrüßungsabend ergänzt, bei dem Fliegerkommodore Stahr die Aufgaben umriß, die vom neuen nationalsozialistischen Staat der Luftfahrtforschung gestellt sind.

Am zweiten Tage wurden im Rahmen einer Vorführung in Staaken zunächst die für den Europa-Rundflug 1934 entwickelten Flugzeugmuster vorgefliegen, wobei besonders die Fortschritte in der Erweiterung der Geschwindigkeitsspanne wirkungsvoll zum Ausdruck kamen. Dann wurden die vom Deutschen Forschungsinstitut für Segelflug entworfenen Flugzeuge Fafnir II, Windspiel sowie der Motorsegler Maikäfer und das Nurflügelflugzeug Storch im Fluge gezeigt. Hierbei legten besonders die Kunstflüge auf dem Windspiel Zeugnis für den Hochstand der deutschen Segelflugtechnik ab.

Ein Film über den Wettbewerb Deutsch de la Meurthe, ein zweiter über den Europa-Rundflug und ein weiterer über die Südamerika-Expedition des DFS beschlossen die Tagung.

Die Organisation der Luftfahrtforschung in den angelsächsischen Ländern, ihre Arbeitsweise und ihre Zusammenarbeit mit der Industrie.

Von F. Seewald, DVL.

Gliederung.

1. Bedeutung der planmäßigen Gemeinschaftsforschung für den technischen Fortschritt.
2. Organisation der Luftfahrtforschung in England.
3. Organisation der Luftfahrtforschung in den Vereinigten Staaten.
4. Gegenüberstellung.

1. Bedeutung der planmäßigen Gemeinschaftsforschung für den technischen Fortschritt.

Auf jedem Gebiet der Technik gibt es Zeiten, wo durch grundlegende neue Ideen neue Wege und Möglichkeiten erschlossen werden, die zunächst zu einer sprunghaften Entwicklung führen. Früher oder später stößt dann eine solche stürmische Entwicklung an Grenzen dadurch, daß gewisse Voraussetzungen auf Teilgebieten noch nicht hinreichend erfüllt sind, um die volle Ausnutzung der grundsätzlichen Ideen zu ermöglichen. Die Entwicklung tritt dann in ein Stadium, wo die Erzielung weiterer Fortschritte in immer steigendem Maße von der Klärung solcher Teilfragen abhängt, die im allgemeinen nur durch zielbewußte systematische Arbeit auf breiter Basis gelöst werden können. Die Zahl und die Schwierigkeit solcher Teilfragen und damit auch der Umfang der Arbeit, die geleistet werden muß, nimmt immer mehr zu, je weiter die Entwicklung auf einem einmal eingeschlagenen Wege fortschreitet. Während in dem ersten Abschnitt die persönliche Begabung und Energie einzelner das allein Ausschlaggebende ist, kommt in dem zweiten Abschnitt in dem sich die Luftfahrt seit längerer Zeit befindet, die Organisation als ein wichtiges Hilfsmittel hinzu, da nur eine entsprechende Organisation in der Lage ist, die große Zahl von Aufgaben auf den verschiedensten Gebieten gleichmäßig vorzutreiben.

In Anbetracht der Bedeutung, die man der Luftfahrt in allen wichtigen Ländern neben ihren verkehrstechnischen und wirtschaftlichen Möglichkeiten im Hinblick auf die Verteidigung und Selbsterhaltung einer Nation beilegt, haben sich die großen Staaten sehr umfangreiche Organisationen geschaffen, um diese Arbeiten leisten zu können. Diese Organisationen sind wichtige Hilfsmittel in dem technischen Wettbewerb, der sich zwischen den einzelnen Ländern abspielt, und der wohl auf keinem Gebiet der Technik mit solchem Einsatz und mit solcher Energie durchgeführt wird, wie auf dem Gebiete der Luftfahrt. Besonders hervorragende Teilnehmer an diesem Wettbewerb sind die Vereinigten Staaten von Nordamerika und England.

Bevor die eigentliche Organisation der Luftfahrtforschung in diesen Ländern, die ja nur ein äußeres Schema ist, erläutert wird, sei zunächst auf die Tatsachen aufmerksam gemacht, aus denen sich die großen Züge der organisatorischen Maßnahmen verstehen lassen. Damit eine Forschung erfolgreich arbeiten kann, d. h. in möglichst kurzer Zeit möglichst große Fortschritte erzielt, müssen drei wichtige Vorbedingungen erfüllt sein:

1. Eine weitsichtige, dem derzeitigen Entwicklungsstand vorausseilende Aufgabenstellung an die Forschungsstellen ist von entscheidender Bedeutung.
2. Eine Organisation von geschulten tüchtigen Arbeitskräften muß vorhanden sein, die über die nötigen Einrichtungen verfügen, um die eigentliche Forschungsarbeit zu leisten.
3. Die Möglichkeit muß gegeben sein, daß die eigenen und in anderen Ländern gewonnenen Erkenntnisse sich so schnell und ausgiebig wie möglich in der praktischen Entwicklung auswirken können.

Das Interessanteste an der Organisation der Luftfahrtforschung in beiden Ländern ist die Art, wie man versucht hat, diese drei Bedingungen zu erfüllen.

2. Organisation der Luftfahrtforschung in England.

In England sehen wir zwei verschiedene Linien, nach denen die Luftfahrtforschung orientiert ist. Der eine Teil ist in den Rahmen der Royal Air Force eingebaut. Dem Department of the Air Member for Supply and Research (Amt für Beschaffung und Forschung) sind nach Tafel I drei Institute angegliedert. Diese dienen ausschließlich den laufenden Aufgaben der Royal Air Force. Auf technischem Gebiet bearbeiten sie alle Fragen, die sich laufend bei der Entwicklung und Erprobung ergeben. Was die englischen Institute darüber hinaus auf militärischem Gebiet leisten, ist in der Öffentlichkeit nicht bekannt.

Daneben gibt es in England aber noch einen anderen Zweig der Forschung, der sich in erster Linie den grundsätzlichen Fragen zu widmen hat, und der von dem Aeronautical Research Committee (ARC) betreut wird. Das ARC ist ganz unabhängig von der übrigen Luftfahrtorganisation. Es hat insgesamt 14 Mitglieder, die vom Luftfahrtminister auf drei Jahre ernannt werden. Als Vertreter des Ministeriums gehört dem ARC der Director of Scientific Research and Technical Development an.

Das ARC hat die Aufgabe, den Air Council und den Luftfahrtminister über die einzuschlagenden Wege zu beraten und den Absichten des Luftfahrtministers durch wissenschaftliche Vorarbeiten den Weg zu bereiten. Zu diesem Zweck hat das ARC 13 Fachausschüsse gebildet (Tafel II). Zur Ausführung der in diesen Fachausschüssen als wichtig erkannten Aufgaben stehen dem ARC drei Institute zur Verfügung: das Royal Aircraft Establishment in South Farnborough, das National Physical Laboratory in Teddington und das Aeronautical Research Institute der University of Cambridge in Cambridge.

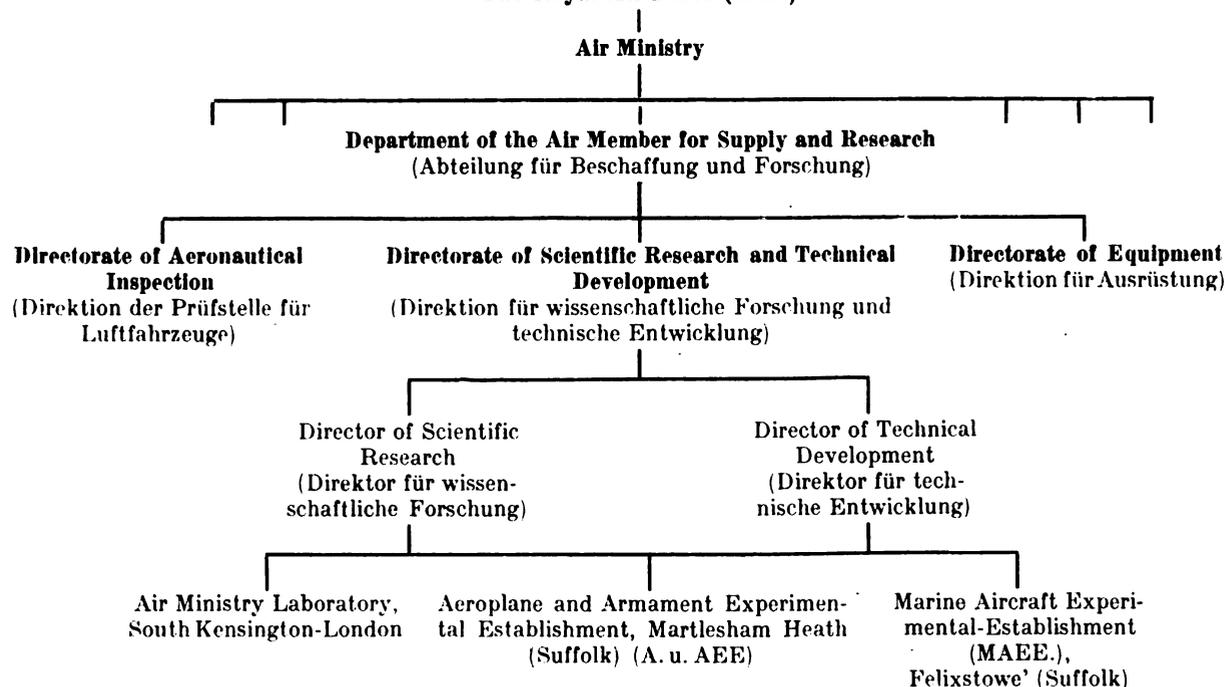
Um einen Anhalt über die Größe und die Ausstattung dieser Institute zu geben, sei ein Fachgebiet herausgegriffen: Die Aerodynamische Abteilung des Royal Aircraft Establishment verfügt über neun Windkanäle, darunter einer mit 7,3 m Durchmesser und etwa 210 km/h Windgeschwindigkeit und einer mit senkrechtem Luftstrahl von 3,6 m Durchmesser, der nur für Trudeluntersuchungen bestimmt ist. Das National Physical Laboratory, das sich nicht nur auf dem Luftfahrtgebiet sondern auf allen Gebieten der technisch-wissenschaftlichen Forschung betätigt, besitzt acht Windkanäle, darunter einen mit 1,8 m Strahldurchmesser und 25 at Überdruck.

Nach dem letzten Jahresbericht des ARC sind diese 17 Windkanäle weniger als zur Hälfte mit Industrieaufträgen belegt gewesen. Der größere Teil hat für grundsätzliche Arbeiten, die vom ARC veranlaßt werden, zur Verfügung gestanden. Das ARC drückt im Zusammenhang mit dieser Feststellung die Sorge aus, daß dabei die Erforschung grundsätzlicher Fragen zu kurz zu kommen drohe.

Das ARC tritt nach Bedarf (etwa 10- bis 12mal im Jahre) zusammen. Um die Verbindung mit der Praxis, die in dem ARC nicht vertreten ist, aufrecht zu erhalten, finden zwei Tagungen mit den Vertretern der Luftfahrtindustrie statt. Das ARC legt alljährlich dem Luftfahrtminister einen Bericht vor, in dem die Ergebnisse der ausgeführten Forschungsarbeiten und die Anregungen, die daraus gewonnen wurden, niedergelegt sind.

3. Organisation der Luftfahrtforschung in Amerika.

In Amerika ist die Luftfahrt und auch die Luftfahrtforschung weitgehend dezentralisiert. Drei Ministerien befassen sich dort mit der Luftfahrtentwicklung. Das Department of Commerce (Handelsministerium) betreut in erster Linie den Luftverkehr und die Streckenorganisation. Das

The Royal Air Force (RAF)**Tafel I**

War Department (Kriegsministerium) und das Navy Department (Marine-Ministerium) entwickeln beide Luftfahrzeuge für ihre eigenen Zwecke und betreiben auch Forschung, soweit es sich um Fragen handelt, die das bereits in Entwicklung bzw. Erprobung befindliche Gerät betreffen. Es handelt sich dabei also vorwiegend um reine Zweckforschung mit kurzgesteckten Zielen.

Hierfür steht dem War Department ein großes, gut ausgestattetes Institut in Wilbur Wright Field zur Verfügung. Die Marine hat in ihrem Bureau of Aeronautics, in der Navy-Yard in Washington sowie in der Naval Aircraft Manufactory in Philadelphia ebenfalls ihre Institute, wo die Erprobung und im Zusammenhang damit wissenschaftliche Versuche durchgeführt werden. Ein besonders eigenartiges Glied ist die Naval Aircraft Manufactory, eine Fabrik, die nicht für die Fertigung, sondern für konstruktive Versuche bestimmt ist.

Neben diesem Teil der amerikanischen Luftfahrtforschung, der im wesentlichen bei der Entwicklung und Er-

probung Hilfe leistet und an Umfang schon erheblich über das hinausgeht, was wir überhaupt für Forschung und Erprobung zur Verfügung haben, gibt es noch zwei Zweige, von denen der eine mit der Industrie zusammen arbeitet, während der andere gänzlich frei von den täglichen Anforderungen der Entwicklung, Erprobung und Industrie sich den grundsätzlichen Fragen widmen kann.

Die Industrie arbeitet vorwiegend zusammen mit den 5 Instituten, die vor mehreren Jahren von dem Guggenheim-Fonds gestiftet worden sind. Sie sind an Universitäten angegliedert, sind aber in ihrem Unterhalt ausschließlich auf eigene Einnahmen, also in erster Linie auf Industrieaufträge angewiesen. So bedienen sich z. B. die Hersteller der Northrop-, Boeing- und Douglas-Flugzeuge, die durch ihre beachtenswerten Leistungen bekannt geworden sind, der Zusammenarbeit mit einem solchen Institut, dem California Institute of Technology in Pasadena.

Neben diesen Instituten gibt es dann in Amerika noch einen Zweig der Forschung, der einen sehr wesentlichen Ein-

Aeronautical Research Committee (ARC)**Tafel II**

Aufgabe: Beratung des Staatssekretärs und des Luftrates über alle mit der Luftfahrt zusammenhängenden wissenschaftlichen Probleme. Übernahme und Verteilung der damit verbundenen Forschungsarbeit an die unten angeführten Institute.

13 Unterausschüsse: 1. Unfalluntersuchungen. 2. Aerodynamik. 3. Luftverkehr. 4. Luftfahrzeuggeräusche. 5. Luftschiff. 6. Legierungen. 7. Elastizität, Ermüdung. 8. Motoren. 9. Verbindung mit der Industrie. 10. Seeflugzeuge. 11. Stabilität und Steuerung. 12. Festigkeit. 13. Wind (Luftforschung).

Dem ARC zur Verfügung stehende Institute:

Royal Aircraft Establishment (RAE)
South Farnborough

5 Abteilungen:

1. Aerodynamik
2. Motoren
3. Mechanische Prüfungen
4. Geräte
5. Metallurgie, Chemie, Stoffe.

National Physikal-Laboratory (NPL)
Teddington (Middlesex)

8 Abteilungen:

1. Physik
2. Elektrotechnik
3. Meteorologie
4. Ingenieurwesen
5. Aerodynamik
6. Metallurgie und metallurgische Chemie
7. W. Froude-Schleppkanal (Hydro-mechanik)
8. Sekretariat.

Aeronautical Research Institute der University of Cambridge, Cambridge

fluß auf die Luftfahrtentwicklung gehabt hat, und der von dem National Advisory Committee for Aeronautics (NACA) betreut wird.

Das NACA besteht aus 15 Mitgliedern, die vom Präsidenten der Vereinigten Staaten ernannt und unter den hervorragendsten Luftfahrtwissenschaftlern und Ingenieuren ausgewählt werden. Damit die Bedürfnisse von Armee und Marine gebührend berücksichtigt werden, gehören dem NACA je zwei Vertreter des War und des Navy Department an. Zur Bearbeitung der einzelnen Fachgebiete bildet das NACA ebenso wie das englische ARC Fachausschüsse, die teilweise ständig bestehen, teilweise aber nur vorübergehend bis zur Lösung einer bestimmten, ihnen gestellten Aufgabe.

Zur Durchführung der eigentlichen Forschungsarbeit stehen dem NACA die Versuchsanstalt in Langley Field und das Bureau of Standards in Washington zur Verfügung. Während das Bureau of Standards, das verwaltungsmäßig dem Department of Commerce untersteht, sich nicht nur auf dem Gebiet der Luftfahrt, sondern auch auf anderen Zweigen der technisch-wissenschaftlichen Forschung betätigt und auch Industrieaufträge ausführt, also dem NACA nur teilweise zur Verfügung steht, wird in Langley Field ausschließlich an den Fragen gearbeitet, denen das NACA grundsätzliche Bedeutung auf lange Sicht beimißt. Aufträge anderer Art führt die Versuchsanstalt in Langley Field nicht aus.

Einige Angaben aus dem Fachgebiet der Aerodynamik geben einen Begriff der Leistungsfähigkeit der Anstalt. In Langley Field steht ein Windkanal mit 1,5 m Durchmesser und 20 at Überdruck für grundsätzliche Untersuchung des Kennwerteeinflusses, ein Windkanal mit 6 m Durchmesser und 180 km/h Windgeschwindigkeit, ein Windkanal mit einem Luftstrahl von 18,4 m Breite und 9,1 m Höhe und 180 km/h Geschwindigkeit zur Untersuchung naturgroßer Flugzeuge. Schließlich ist noch im Bau ein Windkanal von 2,4 m Strahldurchmesser und 880 km/h Windgeschwindigkeit.

Diese Einrichtungen entsprechen in ihrer Eigenart ganz

der grundsätzlichen Einstellung des NACA nach der fundamentalen Seite hin. Durch diese Einrichtungen wurde die Möglichkeit geschaffen, in Forschungsgebiete einzudringen, die sonst niemand in der Welt bearbeiten kann, und bisher hat der Erfolg den Einsatz gerechtfertigt.

Über die Ergebnisse seiner Arbeiten erstattet das NACA dem Staatsoberhaupt unmittelbar Bericht und gibt dabei auch Anregungen über die künftig einzuschlagenden Wege. Es sei noch bemerkt, daß besonders wichtige Erkenntnisse von dem NACA erst nach Ablauf von etwa zwei Jahren veröffentlicht werden, also erst dann, wenn die amerikanische Industrie einen hinreichenden Vorsprung in der praktischen Ausnutzung dieser Erkenntnisse hat.

4. Gegenüberstellung.

Hiermit ist in großen Zügen ein Überblick über die Organisation der Luftfahrtforschung in den angelsächsischen Ländern gegeben. Bei allen Verschiedenheiten in der äußeren Form ist beiden gemeinsam die starke Betonung der Forschung auf lange Sicht neben ausreichender Berücksichtigung der mit kurzfristigen Zielen arbeitenden Zweckforschung. Weiterhin ist beiden Ländern gemeinsam die Tatsache, daß man die Betreuung der an grundsätzlichen Fragen arbeitenden Forschung in die Hände von unabhängigen Persönlichkeiten gelegt hat (dem ARC bzw. dem NACA). In England erhalten diese ihre Bevollmächtigung von dem Luftfahrtminister. Der Minister und das Air Council bedienen sich auch regelmäßig des ARC als Ratgebers. In Amerika ist sogar das Staatsoberhaupt selbst der Schirmherr dieses Zweiges der Luftfahrtforschung.

Neben der tüchtigen wissenschaftlichen Arbeit begabter Persönlichkeiten hat wohl auf den Erfolg, den die Luftfahrtforschung in England und Amerika hatte, auch die organisatorische Ausgestaltung eingewirkt, die eine weitsichtige Aufgabenstellung durch hervorragende unabhängige Persönlichkeiten ermöglicht und diesen Persönlichkeiten auch einen erheblichen Einfluß auf die von der Entwicklung einzuschlagenden Wege einräumt.

Die Organisation und Arbeitsweise der Forschung in der Stahlindustrie, dargestellt am Beispiele eines Stahlkonzerns.

Von K. Daeves, Vereinigte Stahlwerke, A.-G.

Gliederung.

1. Freie und angewandte Forschung.
2. Die Forschungstätigkeit in der Stahlindustrie.
 - a) Sammlung und Verbreitung der Erfahrungen.
 - b) Angewandte Forschungsmethodik, Bedeutung der Großzahl-Forschung.
 - c) Aufbau und Auswirkung der Forschungsorganisation.
3. Übertragbarkeit auf andere Forschungsgebiete.

1. Freie und angewandte Forschung.

Zweck aller Forschung und Wissenschaft ist die Gewinnung, Sammlung und Ordnung von Erkenntnissen zur Erweiterung unseres Weltbildes.

Von der Forderung ausgehend, daß wir doch einmal alle Einzelheiten des Neulandes kennenlernen wollen, beansprucht die reine Wissenschaft für sich volle Freiheit in der Auswahl der Forschungswege und Forschungsgebiete. Sie beruft sich darauf, daß gerade auf unerwarteten Gebieten durch im einzelnen sehr exakt durchgeführte Forschung schon häufig bedeutsame Tatsachen und Gesetze gefunden wurden.

Abweichend davon setzt sich die angewandte Forschung von vornherein gewisse Richtlinien und Aufschließungspläne, nach denen sie das Neuland unserer Umwelt erforschen will. Sie bearbeitet vordringlich die Teilgebiete, bei denen mit höherer Wahrscheinlichkeit Nutzungen zu erwarten sind, die uns eine vollständigere Beherrschung der Natur zur Befriedigung unserer Bedürfnisse gestatten.

2. Die Forschungstätigkeit in der Stahlindustrie.

Die Forschung in der Stahlindustrie stellt ausschließlich angewandte, zielgerichtete Forschung dar. Dieser Zweck bestimmt den Aufbau der Forschungsorganisation und auch in erheblichem Maße die anzuwendende Forschungsmethodik.

Die Organisation unseres Forschungswesens, die eng mit der sogenannten Qualitätswirtschaft der Werke verknüpft ist, kann im Rahmen dieses Berichts von drei Gesichtspunkten beleuchtet werden:

- a) Die Organisation der Sammlung von Erfahrungen und ihre Übertragung an die Einzelwerke mit ihren Forschungsstellen und Produktionsbetrieben.
- b) Die angewandte Forschungsmethodik.
- c) Der Aufbau und die Auswirkung der Forschungsorganisation.

a) Sammlung und Verbreitung der Erfahrungen.
Jeder Forschung liegt die Sammlung und Ordnung von Beobachtungen zugrunde, wobei es zunächst gleichgültig ist, ob diese Beobachtungen in der Praxis oder im Laboratorium gemacht wurden, ob sie als zufällige Meßdaten oder als Ergebnis besonders dazu angestellter Versuche entstanden sind.

Die im in- und ausländischen Schrifttum vorliegenden und erscheinenden Angaben und Mitteilungen werden zunächst sorgfältig durchgesehen und aufgeschlossen. Das Schrifttum, einschließlich der oft sehr aufschlußreichen Anzeigen wird ebenso wie Reiseberichte, Ergebnisse von Betriebs- und Laboratoriumsversuchen, Aktennotizen über technische Besprechungen für eine Werkzeitschrift, die »Technischen Nachrichten«, deren Kopf aus der Abb. 1 zu ersehen ist, so ausgewertet, daß darin für jeden Betriebsmann und Forschungsingenieur das ihm für sein Arbeitsgebiet Interessierende stichwortartig wiedergegeben wird.

Es war unser Ziel, jedem Betriebsmann alle Erfahrungen so leicht wie möglich zugänglich zu machen. Deshalb werden die »Technischen Nachrichten« an alle Betriebsingenieure verteilt und die Werke können zu billigem Preis die Original-

arbeiten, Lichtabzüge oder technisch einwandfreie Übersetzungen bekommen.

Zur lebendigen Auswirkung dieser Erfahrungsübermittlung und zur zwangläufigen Erzielung eines geregeltten Erfahrungsaustausches haben wir weiter die Organisation der Werksfachausschüsse geschaffen. In diesen sind die Kokereileute, die Hochöfner, die Stahlwerker usw. in besonderen Arbeitsausschüssen innerhalb des Konzerns zusammengefaßt, die jährlich mehrmals zusammenkommen und nach Entgegennahme von zwei oder drei Berichten über aktuelle Themen ihre Betriebsprobleme diskutieren. Eine Betriebsbesichtigung schließt sich an. Die Geschäftsführung aller Ausschüsse liegt ebenso wie die Leitung der »Technischen Nachrichten« in Händen der Düsseldorfer »Forschungsabteilung«, weil nur dadurch die Übertragung der Erfahrungen auch zwischen den einzelnen Ausschüssen gewährleistet bleibt. Eine Unsumme von kleinen und großen Betriebserfahrungen, die in unseren teilweise seit mehr als hundert Jahren bestehenden Gründerwerken vorlagen, sind auf diese Weise der Gesamtheit des Konzerns nutzbar gemacht worden. Nicht unterschätzt werden darf dabei das persönliche Kennenlernen der einzelnen Ingenieure, das dem Erfahrungsaustausch besonders zugute kommt.

Die Organisation der Fachausschüsse ist so beweglich, daß die Ausschüsse nach Bedarf auch nach anderen Gesichtspunkten als dem Fachgebiet gruppiert werden können. So wird z. B. zur Erörterung einer bestimmten Qualitätsfrage ein Ausschuß gebildet, der aus denjenigen Kokereileuten, Hochöfnern, Stahlwerkern und Walzwerkern zu-

Technische Nachrichten

der
Vereinigte Stahlwerke A.-G.
Forschungs-Abteilung, Düsseldorf



Von allen Aufsätzen werden Lichtabzüge bzw. Übersetzungen geliefert. Anforderungen sind schriftlich unter Angabe der ~~bestimmten Nummer~~ an Forschungs-Abteilung Düsseldorf, Stahlhaus-Süd, zu richten. Die mit ~~a~~ vor der laufenden Nummer versehenen Abhandlungen sind englische, die mit einem ~~f~~ versehenen französische Aufsätze. Bücher aus der Bucherei des Vereins Deutscher Eisenhüttenleute (V.D.E.) müssen ~~einzelweise~~ von dort entliehen werden. Aufsätze aus Zeitschriften, die bei den Abteilungen selbst gehalten werden, bitten wir nicht zu bestellen, sondern dort einzusehen.

Fernsprech-S.A.-Nr. 454.

A u s g a b e N r. 56.

v o m 28. A u g u s t 1929.

Allgemeines.

2360. Niebuhr: Die deutschen Stahl-Walzwerke in ihrer weltwirtschaftlichen Bedeutung. Stellung auf dem Weltmarkt seit d. Vorkriegszeit. Folgen d. Verfallender Verträge. (Ruhr u. Rhein Wirtschafts-Ztg. H. 19, Mai (1929).

(2361.) Günther, H.: Technische Schönheit, 64 Bilder. Zürich und Leipzig 1929. (Beurw. Bucherei V.d.E.)

Forschungsmethoden.

2362. Friedrich, P.: Das logarithmische Diagramm. (Ztschr. handw. Forschg. 25 (1928) 7, S. 312.)

Abb. 1. Kopf der technischen Nachrichten.

Verträge Stahlwerke Königsplatz Düsseldorf Forschungs-Abteilung		Lfd. Nr. in 4. Feld. Als versch. fällen
Reklamationsmeldung		
1. Datum des Eingangs: in 4. Feld. Als versch. fällen	25. 4. 29	Schließung in 4. Feld. Als versch. fällen
2. Lieferort		
a) des Werkstoffes	Dortmund - Roerder Hüttenverein Akt.-Ges.	
b) des Fertigerzeugnisses		
3. Auftragsnummer	QU. 2467 und QU 4844.-	
4. Reklamierendes Werk	Thyssen Eisen u. Stahl A.-G. Berlin W65 / Siemens-Schnekt-Werke A.-G.	
5. Geordnete Menge	ca. 25 500	kg
6. Bestellte Menge	98 699	kg
7. Material (Name, Verwendungsart)	S.H.-Stahl mit 50-60 kg Festigkeit und 18/22 % Deh- nung, 65,78,85 u. 130 mm β	
8. Fehler (nagl. Rückzie)	Risse	
9. Wert der Reklamation	91,65	RM
Bemerkungen: Wir haben dem Kunden den Rechnungswert abagl. Schreitt- wert mit insgesamt <u>RM 91,65</u> gutgeschrieben.-		
Dortmund - Roerder Hüttenverein Akt.-Ges. <i>[Signature]</i>		
Verkaufsst. Verkauf Qualitätsortabeisen 19.4.29		

Abb. 2. Formular einer Reklamationsmeldung.

sammengesetzt ist, die durch diese Frage berührt werden. In dem Ausschuß werden die für das Problem vorliegenden Erfahrungen und die Versuchspläne durchberaten. Manche schwierig erscheinende Frage wurde so allein durch Vergleich der Erfahrungen der immer voneinander etwas verschieden arbeitenden Einzelwerke aufgeklärt.

Für die Weiterentwicklung unserer Stähle und Herstellungsverfahren interessiert uns vor allem die praktische Bewährung unserer Erzeugnisse. Leider ist die Sammlung solcher Erfahrungen heute noch schwierig und lückenhaft. Es kommt nur selten vor, daß ein Kunde ausdrücklich Mitteilung davon macht, wenn das eine oder andere Erzeugnis sich auf einem bestimmten Gebiet besonders bewährt hat; dafür werden wir allerdings schnellstens unterrichtet, wenn es versagt hat. Eine planmäßige Auswertung dieser berechtigten und unberechtigten Klagen fehlte aber bisher. Wir haben deshalb eine ebenfalls unter der Leitung der Forschungsabteilung stehende, also unabhängig von den Erzeugungsbetrieben arbeitende Reklamations-Sammelstelle geschaffen, die uns in vierteljährlicher Auswertung die wichtigsten Hinweise auf wirkliche Verbesserungsnotwendigkeiten gibt. Abb. 2 zeigt das Formular einer solchen Meldung, wie sie von den kaufmännischen Stellen ausgefüllt und später hollerithmatisch ausgewertet werden. Die Reklamationsstatistik zeigt uns die Punkte, wo Betriebsuntersuchungen notwendig sind und zeigt weiter im Vergleich mit den früheren Zeitabschnitten, welche Auswirkung unsere Arbeiten in der Verminderung des Anteils der einzelnen Fehler gebracht haben. Sie stellt also gewissermaßen eine objektive Kontrolle des Forschungserfolges dar.

Zwischen Erzeuger und Abnehmer stehen heute die Abnahmebedingungen nicht mehr wie früher als wertvolles Verbindungsglied, sondern als oft unübersteigbare Trennwand. Ihr ursprünglicher Sinn, nämlich mit einfachen Mitteln in kurzer Zeit festzustellen, ob ein bestimmtes Erzeugnis sich voraussichtlich für eine bestimmte Verarbeitung und einen gegebenen Verwendungszweck eignet, ist

verlorengegangen, so daß gerade die Stahlindustrie heute vielfach nicht Stähle herstellt, die für einen bestimmten Verwendungszweck geeignet sind, sondern oft Stähle erzeugen muß, die einer Analysenvorschrift oder Anforderungen von Kurzprüfungen genügen sollen.

Es fehlt aber in vielen Fällen die Korrelation zwischen Analyse, Kurzprüfung und praktischer Bewährung. Wir wissen heute, daß schon kleine Erhöhungen des Schwefelgehaltes die Bearbeitbarkeit und damit die Erzielung glatter Oberflächen begünstigen, daß ein gewisser Phosphorgehalt die Autogenschweißbarkeit verbessert, daß die Werte der Kerbschlagzähigkeit im umgekehrten Verhältnis zu der praktisch meist ausschlaggebenden Kerbunempfindlichkeit bei Wechselbeanspruchungen stehen, aber wir müssen auf Grund alter Abnahmevorschriften nach wie vor Stähle mit besonderem Reinheitsgrad oder hohen Kerbschlagwerten auch für solche Zwecke liefern, wo diese Eigenschaften nicht nur unnötig sind, sondern sich direkt verschlechternd auswirken können.

Wir sahen uns deshalb gezwungen, durch besondere Forschungsarbeiten festzustellen, wie weit einzelne Abnahmebedingungen mit der praktischen Bewährung in Zusammenhang stehen. Unser Ziel ist, die praktische Bewährung wieder in den Vordergrund zu stellen und nur solche Kurzprüfungen zu empfehlen, die direkt oder indirekt mit der praktischen Bewährung wirklich in Beziehung stehen. Wir untersuchen jetzt planmäßig die Zusammensetzung und Abnahmeigenschaften von alten, langjährig bewährten Teilen und vergleichen sie mit den modernen Vorschriften. Auf dem Gebiet der Kesselstähle und hochwertigen Maschinenbaustähle konnten wir nach dieser Richtung schon zeigen, daß bestimmte Abnahmebedingungen nur dadurch entstanden waren, daß Brüche infolge von Konstruktionsfehlern durch scheinbare Materialverbesserungen behoben werden sollten.

Nachdem gerade durch die Entwicklung von hochwertigen Motoren der starke Einfluß der Kleingestaltung auf die Haltbarkeit der Werkstoffe augenfällig gemacht wurde, sehen wir daher das beste Mittel zur Entwicklung sich praktisch bewährender und dabei gleichzeitig wirtschaftlicher Stähle in einer möglichst engen Forschungszusammenarbeit mit werkstofflich und konstruktiv gleich erfahrenen Abnehmern.

Sind nun auf Grund der Erfahrungssammlung, Reklamationsstatistik und der Kundenwünsche die Ausgangspunkte für vordringliche Forschungsarbeiten zur Verbesserung der Eigenschaften, Herabminderung des Fehlerprozentsatzes und Erhöhung der Gleichmäßigkeit gegeben, so entsteht die Frage nach der Forschungsmethode zur wirkungsvollen Bearbeitung dieser Probleme.

b) Angewandte Forschungsmethodik; Bedeutung der Großzahl-Forschung.

Es besteht zunächst kein Zweifel, daß die sogenannte rein wissenschaftliche Arbeitsweise, die in die früher auf wenig planmäßiger Empirie aufgebauten Betriebe der Industrie über die Laboratorien eingedrungen ist, uns gewaltige Fortschritte gebracht hat. Daraus hat sich aber die Auffassung gebildet, als ob Forschung und Laboratoriumsarbeit identisch seien. In Wirklichkeit kann natürlich wissenschaftliche Forschungsarbeit, d. h. eine geordnete Mehrung unserer Erkenntnisse ebensowohl auf Betriebs- wie auf Laboratoriumserfahrungen aufgebaut sein. Aber man hatte übersehen, daß die Methodik in beiden Fällen eine andere sein muß und erlebte mit der starren Anwendung von Forschungsmethoden, die sich im Laboratorium als zweckmäßig erwiesen hatten, auf den Betrieb manch bittere und kostspielige Fehlschläge. Wir sind deshalb zur Durchführung unserer Betriebsversuche auf eine besondere Forschungsmethodik übergegangen, die wir für die technische Anwendung neu entwickeln mußten. Das Prinzip der im Laboratorium angewendeten Methodik beruht ja etwa darauf, daß man einen Vorgang unter möglichst vereinfachten Bedingungen ablaufen läßt und alle Neben-

umstände entweder ausschaltet oder konstant hält. Arbeitet auch der Betrieb unter ähnlich stark regelbaren Bedingungen wie z. B. in der chemischen Großindustrie, so zeitigt diese Methode auch bei der Übertragung der Ergebnisse auf den Betrieb hervorragende Erfolge.

Wirken aber im praktischen Betrieb, wie das oft bei der Erzeugung der Metalle und auch in der Maschinenindustrie der Fall ist, zahlreiche stark variierende, nicht kontrollierbare, oft gar nicht einmal bekannte Faktoren mit, so kann diese Methode versagen.

Die von uns zur Untersuchung von Betriebsproblemen vorwiegend angewendete Methode ist die »Großzahl-Forschung«¹⁾. Sie beruht auf der Anwendung des Gesetzes der großen Zahlen, das etwa besagt, daß unabhängig von den Streuungen der Einzelfälle überall da, wo nach bestimmten Richtungen homogene Massen von Beobachtungsdaten vorliegen, Gesetzmäßigkeiten erkennbar werden, die auch innerhalb von ungeordneten Teilgruppen des Komplexes unverändert bleiben. Wenn wir also die Betriebs- und Arbeitsbedingungen eines bestimmten Verfahrens als ein solches homogenes Kollektiv erkannt haben, so gleichen sich die im einzelnen sehr verschiedenen Wirkungen der einzelnen Betriebsfaktoren bei geeigneter Auswertung so aus, daß wir die im Laboratoriumsexperiment so schwer zu erreichende Ausschaltung von Nebenfaktoren durch die Konstanz der Wirkung des Kollektivs ersetzen können. D. h., die Summe aller bekannten und unbekanntem Betriebsfaktoren wirkt sich gegenüber dem einen Faktor, nach dem wir bewußt ordnen, in jeder Gruppe als Konstante aus. Wir arbeiten also statistisch tatsächlich unter konstanten Versuchsbedingungen.

Wenn wir z. B. den Einfluß der Gießtemperatur auf eine bestimmte Eigenschaft oder den Fehlerprozentsatz des gewalzten und wärmebehandelten Erzeugnisses feststellen wollen, so brauchen wir nur den gesamten Komplex der Beobachtungsdaten in Gruppen mit verschiedener Gießtemperatur einzuteilen und erhalten dann trotz aller für den Einzelfall so verschiedenen Walztemperaturen, Drücke und Wärmebehandlungsfaktoren für die Summe aller in jeder Gießtemperaturgruppe liegenden Eigenschaftswerte kennzeichnende Werte, die die Beziehung zwischen Eigenschaft und Gießtemperatur erkennen lassen.

Genau die gleichen Zahlen können wir dann rein rechnerisch in Gruppen mit verschiedener Walztemperatur, verschiedenen Härtungseinflüssen oder Analysenbestandteilen ordnen, und immer wieder tritt der Einfluß des jeweils ordnenden Faktors auf die Eigenschaft klar zutage.

Das Zahlenmaterial für diese Untersuchungsmethode kann durch besondere Versuchsreihen gewonnen werden, die wir unter normalen Betriebsbedingungen, aber unter Einsetzung aller Meßmöglichkeiten ablaufen lassen. In vielen Fällen genügen aber auch schon die aus früheren Zeiten aufgezeichneten Betriebszahlen zur Herausschälung der wichtigsten Zusammenhänge. Dabei können die Betriebe örtlich getrennt unter verschiedenen Bedingungen arbeiten. Für die Auswertung mit Großzahlen ist das nur erwünscht.

Man kommt auf diese Weise zu einer Reihe von Beziehungen zwischen verschiedenen Betriebsfaktoren und der gewünschten Eigenschaft oder dem Fehlerprozentsatz. Daraus entnehmen wir dann sogenannte Arbeitsregeln, die die einzelnen Betriebsfaktoren jeweils in Richtung der günstigen Tendenz einstellen. Wir haben festgestellt, daß die annähernde Einhaltung zahlreicher Arbeitsregeln in allen Betrieben sich wesentlich günstiger auswirkt als die starrere Berücksichtigung eines einzelnen, an sich vielleicht wichtigen Faktors in einem Einzelarbeitsgang.

Diese Methode hat auch in Einzelheiten große Ähnlichkeit mit den bei Tieren und Pflanzen bekannten Züchtungsmethoden. Wir züchten gewissermaßen durch Festlegung der günstigsten Arbeitsbedingungen Erzeugnisse mit be-

sonders günstigen Eigenschaften oder besonderer Fehlerfreiheit heraus.

Die Beschäftigung mit den Auswirkungen des Gesetzes der großen Zahlen auf technischem Gebiet hat uns zu einer ganz anderen Auffassung des Qualitätsbegriffes kommen lassen. Häufig verstand man unter Qualität die möglichst hohe Summe aller meßbaren Eigenschaften eines Erzeugnisses ohne zu bedenken, daß der Begriff Qualität immer mit der Verwendbarkeit verknüpft sein muß. Wir sehen heute ein überragendes Qualitätsmaß in der Gleichmäßigkeit, wie sie durch die Häufigkeitskurve der Großzahl-Forschung erfaßt werden kann. Hat sich irgendein Stahl einmal praktisch unter bestimmten Betriebsbedingungen bewährt, so geht die Forderung des Verbrauchers im Grunde immer dahin, in möglicher Gleichmäßigkeit diesen bewährten Stahl in laufender Lieferung zu bekommen. Das bedingte eine Umstellung unserer Betriebskontrollmaßnahmen, die jetzt vom Erz bis zur Fertigadjustage vor allem auf eine weitestgehende Vergleichmäßigung der als wichtig erkannten Betriebsfaktoren ausgehen. Das wirkt sich dann in hoher Gleichmäßigkeit der meßbaren und — was das Wichtigste ist — auch der nichtmeßbaren Eigenschaften der Erzeugnisse aus, die oft für die praktische Bewährung entscheidend sind.

c) Aufbau und Auswirkung der Forschungsorganisation.

Die bevorzugte Anwendung der Großzahl-Forschung bei unseren Betriebsuntersuchungen zur Herauszüchtung von Werkstoffen mit besonderen Eigenschaften bedeutet nun selbstverständlich keine Einschränkung der Laboratoriumsforschung. Die Verzahnung der Laboratoriums- und Betriebsuntersuchungen zur Erzielung eines hohen qualitativen Wirkungsgrades spielt sich vielmehr bei uns etwa in folgender Weise ab (Abb. 3):

Jedes der zahlreichen Einzelwerke, oft sogar der einzelne Betrieb innerhalb eines Werkes verfügt über ein Laboratorium bzw. eine Versuchsanstalt, die je nach den Erzeugnissen der Betriebe entweder vorwiegend auf chemische oder metallographische, physikalische, magnetische, wärmetechnische oder technologische Messungen eingerichtet ist. Diese Einzellaboratorien führen zunächst die laufenden Betriebskontrollen zur Sicherung der Gleichmäßigkeit und zur rechtzeitigen Ausscheidung oder Verbesserung des Ungeeigneten durch. Die dabei entfallenden Meßergebnisse dienen gleichzeitig als Unterlagen für spezielle Großzahl-Forschungen.

Weiter untersuchen die Einzellaboratorien die einlaufenden Klagen der weiterverarbeitenden Betriebe und Abnehmer soweit sich aus Bestimmung des physikalisch-chemischen Zustandes und auf Grund der vorliegenden Erfahrungen ein Anhalt über die vermutlich entscheidenden Faktoren gewinnen läßt. Endlich beraten sie auf Grund der bei ihnen vorliegenden Meßwerte und Erfahrungen die Abnehmer über Werkstoffauswahl und Werkstoffbehand-

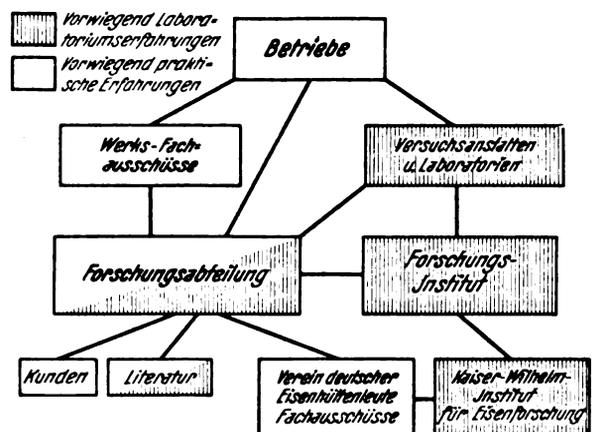


Abb. 3. Forschungsorganisation der Vereinigten Stahlwerke.

¹⁾ Vgl. K. Daeves »Praktische Großzahl-Forschung«, Berlin 1933. VDI-Verlag.

lung. Soweit Zeit und Einrichtungen vorhanden, werden die Erfahrungen in diesen Laboratorien dann auch zu Forschungsarbeiten über neue Werkstoffe und Verarbeitungsverfahren ausgewertet. Der überwiegende Teil der Arbeit der Laboratorien und Versuchsanstalten läuft aber auf verhältnismäßig kurzfristig zu fällende Entscheidungen hinaus. Ihre Probleme sind durch die täglich und stündlich auftretenden Fragen des praktischen Betriebes gegeben. Sie sind engstens betriebsverbunden.

Nun tauchen aber z. B. bei der Anwendung neuer Roh- und Hilfsstoffe oder neuer Arbeitsverfahren und Erzeugnisse bei den häufig wechselnden Anforderungen der Kundschaft Probleme auf, die nicht so rasch zu klären sind, sondern ein planmäßiges Abtasten neuer Gebiete z. T. durch umfangreiche Versuche erfordern. Da diese Probleme fast immer über das Interessengebiet des Einzelwerks hinausgehend für den ganzen Konzern von Bedeutung sind, wurde in Dortmund ein besonderes Forschungsinstitut des Konzerns geschaffen, das mit den modernsten Geräten, Prüfmöglichkeiten und zahlreichen wissenschaftlichen Spezialisten besetzt ist. Das Forschungsinstitut bearbeitet, losgelöst von den täglichen Betriebsfragen Probleme auf längere Sicht nach wissenschaftlichen, im Laboratorium anwendbaren Methoden. Aber auch hier ist das Ziel immer die technische Anwendbarkeit im Rahmen des Erzeugungsprogramms des Konzerns. Scheint das Problem darüber hinauszugehen oder erscheint die Mitarbeit anderer Hüttenwerke notwendig, weil es sich um ganz allgemein interessierende Dinge handelt, so werden entsprechende Anregungen an das für die gesamte Stahlindustrie arbeitende Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung in Düsseldorf geleitet.

Werklaboratorien, Versuchsanstalten, Forschungsinstitut des Konzerns und Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung stellen gewissermaßen die Stufenreihe der mit laboratoriumsmäßig gewinnbarer Erfahrung arbeitenden Forschungsorgane der deutschen Stahlindustrie dar.

In ganz ähnlicher Weise ist der Teil der wissenschaftlichen Forschung, der auf Betriebserfahrungen und Betriebsversuchen beruht, organisiert: Die in den Betrieben laufend oder auf Grund besonderer Versuche entstehenden Erfahrungen werden teils im und für den Betrieb selbst ausgewertet, wobei Planung und Durchführung größerer Versuche durch die Düsseldorfer Forschungsabteilung übernommen wird. Erstrecken sich die Versuche auf mehrere Werke, wie wir das zur Durchführung von fast immer aufschlußreichen Vergleichsversuchen bei den Gegebenheiten eines Konzerns sehr gerne tun, so erfolgt die Planung der Versuche durch Werksfachausschüsse und die Forschungsabteilung, die auch die Auswertung und Übertragung der Arbeitsregeln auf den Betrieb übernimmt.

Ist das Problem von allgemeinerem Interesse, so wird es an die technischen Fachausschüsse des Vereins deutscher Eisenhüttenleute zur gemeinsamen Bearbeitung weitergegeben.

Diese sowohl bei den Laboratoriums- wie bei den Betriebserfahrungen vorliegende Stufung nach Betrieb, Werk, Konzern, Eisenindustrie und darüber hinaus Gesamtwissenschaft hat sich bestens bewährt.

Es ist auf diese Weise möglich, die an sich selbständigen und örtlich getrennten Betriebe und Laboratorien mit ihren Sondererfahrungen und Einrichtungen konzentrisch zur Lösung bestimmter Aufgaben anzusetzen und so unter Ausnutzung des Vorhandenen in oft überraschend kurzer Zeit die Probleme zu lösen.

Die Auswirkung unserer Forschungsorganisation muß sich im Konzern selbst letzten Endes in einer Senkung der Herstellungskosten durch verminderten Ausschuß, weiter aber in gesteigertem Absatz infolge besserer Eigenschaften und Gleichmäßigkeit der Erzeugnisse bemerkbar machen. Ich möchte hier nur zwei Erfolgsbeispiele herausgreifen, weil sie sich auf Gebiete beziehen, wo die Einzelforschung lange Zeit keine befriedigende Lösung fand und die bei uns durch Anwendung der Großzahl-Forschung und die planmäßig straffe Zusammenarbeit von Laboratorium und Betrieb in kurzer Zeit gelöst wurden.

1. Bei der Erzeugung nahtloser Rohre nach dem Stiefelverfahren rechnete man früher mit einem Ausschuß von etwa 10 bis 15% und schloß nur solche Schmelzungen von der Verarbeitung aus, deren Proben einen höheren Ausfall als 15% ergeben hatten. Durch Aufstellung von Arbeitsregeln auf Grund der Ergebnisse von einigen in besonderer Weise kontrollierten Schmelzungen setzten wir den Ausschuß auf durchschnittlich 2% und durch eine weitere Untersuchung auf weniger als 1% herab. Diese Zahl ist bis zum heutigen Tag nicht überschritten worden.

2. Bei schweren Schmiedestücken hatte man im In- und Ausland einen Ausfall von etwa 25% allein durch sogenannte Sandeinschlüsse zu verzeichnen. Es gelang uns durch Auswertung älterer Betriebszahlen, Aufstellung von Arbeitsregeln und Durchführung entsprechender Laboratoriumsuntersuchungen über die Löslichkeit von Oxydationsprodukten diesen Ausschuß auf laufend weniger als 5% herabzusetzen.

3. Übertragbarkeit auf andere Forschungsgebiete.

Jede Organisation kann immer nur den von ihr umfaßten Menschen die besten Unterlagen und Werkzeuge zum Arbeiten zur Verfügung stellen.

Deshalb kann auch die in der Stahlindustrie geschaffene Forschungsorganisation nicht starr übertragen werden.

Man kann höchstens erwägen, wie weit ihre Grundlinien für andere Forschungsgebiete Anregungen geben können. Diese Grundzüge bestehen, im wesentlichen in einer einheitlich geregelten stufenartigen Zusammenfassung und Zusammenarbeit von Forschungserfahrungen aus örtlich getrennten Betrieben und Laboratorien und einer Zusammenarbeit nach besonderen Methoden in Richtung auf die jeweils drängenden Probleme.

Forschungstätigkeit in der chemischen Industrie.

Arbeitsweise und Auswirkung bei einem Konzern der chemischen Industrie.

Von H. G. Grimm, I. G. Farbenindustrie.

Gliederung.

1. Die Entstehung der industriellen chemischen Forschung.
2. Die Laboratorien der I. G. Farbenindustrie.
3. Die Arbeitsweise eines industriellen Forschungslaboratoriums.
4. Die Verwertung und volkswirtschaftliche Bedeutung der industriellen Forschungsarbeit.

1. Die Entstehung der industriellen chemischen Forschung.

Die naturwissenschaftliche Forschung verfolgt auf ähnlichen Wegen zwei grundsätzlich verschiedene Ziele: In der sogenannten reinen Wissenschaft, wie sie namentlich an den Hochschulen und Forschungsinstituten betrieben wird, ist das Ziel, Fortschritte in der Erkenntnis über die uns umgebende Natur zu erlangen; in der angewandten oder industriellen Forschung ist das Ziel dagegen, den menschlichen Bedürfnissen nach Nahrung, Wohnung, Kleidung, Verkehr, geistigen Bedürfnissen usw. in immer besserer und billigerer Weise zu genügen. Wenn es sich nun bei der angewandten Forschung um die Umwandlung von natürlichen Rohstoffen (z. B. von Wasser, Luft, Kohle, Erzen und anderen Mineralien, Pflanzenstoffen usw.) in edlere Stoffe handelt, die die genannten Bedürfnisse befriedigen sollen, haben wir es mit chemischer Industrie und chemisch industrieller Forschung zu tun. Es ist selbstverständlich, daß diese Forschungsart die Ergebnisse und Methoden der reinen wissenschaftlichen Chemie benutzt und nur in enger Wechselwirkung mit dieser leben kann, einer Wechselwirkung, die in den letzten 50 bis 60 Jahren eine interessante Entwicklung durchgemacht hat:

Ursprünglich, d. h. vor ca. 60 Jahren, hat die chemische Industrie im engeren Sinne die Ergebnisse der wissenschaftlichen Forschung einfach übernommen. Seit etwa 50 Jahren jedoch ist sie dazu übergegangen, in steigendem Maße eigene Forschungslaboratorien einzurichten, um in diesen die Ergebnisse der Wissenschaft für ihre praktischen Zwecke aus- und umzubauen. Dies ist in Deutschland z. B. so gewesen auf dem Gebiet der Gewinnung von Salzen, insbesondere Kalisalzen, dem Gebiet der Zellstoffindustrie, in besonderem Maße aber auf dem Gebiet der Erzeugung von Teerfarben, künstlichen Heilmitteln, photographischen Hilfsmitteln usw. In den letzten zwei Jahrzehnten ist außerdem auch die rein wissenschaftliche Forschung in die industriellen Laboratorien eingedrungen und hat dort namentlich solche wissenschaftliche Probleme aufzuklären versucht, bei denen die Praxis die Wissenschaft weit überholt hatte. Eine ähnliche Entwicklung wie in Deutschland hat auch in der Schweiz, in England, in U.S.A. und anderen großen Ländern stattgefunden und ist namentlich im und nach dem Weltkrieg deutlich geworden, weil alle Länder sich bemühten, den deutschen Vorsprung einzuholen.

2. Die Laboratorien der I. G. Farbenindustrie.

Am Beispiel der I. G. Farbenindustrie sollen nunmehr einige Einzelheiten über die Forschungsorganisation in einem

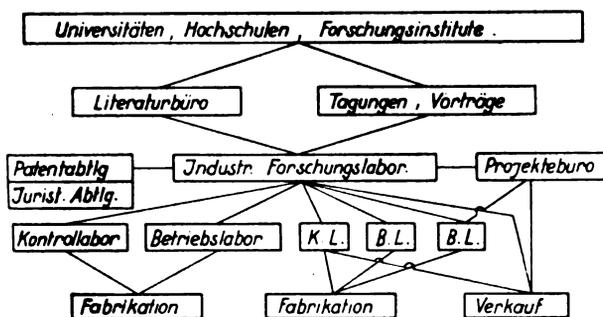


Abb. 1. Mittlerstellung des industriellen Forschungslaboratoriums zwischen reiner Wissenschaft und Praxis.

chemischen Konzern besprochen werden. Die große Zahl der Chemiker, Physiker, Ingenieure und anderen Naturwissenschaftler der I. G. ist auf zahlreiche verschiedenartige Laboratorien verteilt, die sich in den verschiedenen großen und kleineren Werken der I. G. befinden. Ein „wissenschaftliches“ Zentrallaboratorium für industrielle Forschung gibt es in der I. G. jedoch nicht. Vielmehr hat jedes große Werk ein oder mehrere Forschungslaboratorien, ferner mindestens ein analytisches Laboratorium sowie zahlreiche Betriebslaboratorien, abgesehen von Materialprüfungsstationen, physikalischen Kontrolllaboratorien und anderen Untersuchungsstationen wie z. B. den koloristischen Abteilungen, den landwirtschaftlichen Abteilungen usw. Die Aufgaben der verschiedenen Laboratorien, deren gegenseitige Beziehungen aus Abb. 1 zu entnehmen sind, sind sehr verschiedener Natur.

1. Die analytischen Laboratorien, die physikalischen Kontrollstationen usw. haben die einzelnen Teile des Fabrikationsganges und die fertigen Produkte laufend zu überwachen. Die koloristischen Abteilungen, die landwirtschaftlichen Abteilungen usw., die ebenfalls über Laboratorien verfügen, erproben die Verwertbarkeit sowie Wirksamkeit neuer Produkte und haben außerdem die Verbindung mit der Kundschaft aufrechtzuerhalten.
2. Die Betriebslaboratorien, die den einzelnen Fabrikationszweigen unmittelbar angegliedert sind, haben dauernd an der Verbesserung und Verbilligung der Produkte dieser Fabrikationen zu arbeiten und ihre Arbeitsergebnisse immer wieder in Großversuchen auszuprobieren.
3. Die industriellen Forschungslaboratorien, die oft auch wissenschaftliche Laboratorien genannt werden, mit 50 und selbst 100 Chemikern usw. nebst 250 bis 500 sonstigen Angestellten und Arbeitern stellen Pflanzstätten für Erfindungen, und primitiv betrachtet geradezu Erfindungsfabriken dar, in denen auf den verschiedensten Gebieten versucht wird, in planmäßiger Zusammenarbeit neue Produkte und neue Verfahren zu schaffen. Die großen Kosten, welche derartige Laboratorien verschlingen, sind aufzufassen als eine Art Lebensversicherungsprämie, da die Forschungsarbeiten sich, wenn überhaupt, vielfach erst nach Jahren und Jahrzehnten bezahlt machen. Neben der angewandten Forschung leisten diese Laboratorien in beschränktem Umfang — mit etwa 5 bis 10% der Chemiker — rein wissenschaftliche Forschungsarbeit, nicht nur um ihre Dankbarkeit gegen ihre Mutterwissenschaft zum Ausdruck zu bringen, sondern auch um den wissenschaftlichen Geist in den Laboratorien zu erhalten und um insbesondere solche Probleme aufzuklären, bei denen, wie eingangs erwähnt wurde, die Praxis der reinen Wissenschaft vorangegangen ist. Das ist z. B. bei der Synthese von Ammoniak aus Stickstoff und Wasserstoff an sogenannten Kontaktsubstanzen der Fall gewesen, die bereits lange Jahre im Großbetrieb durchgeführt wurde, als man noch über das Wesen des eigentlichen Geschehens an der Kontaktsubstanz nicht viel mehr als vage Vorstellungen hatte.

3. Die Arbeitsweise eines industriellen Forschungslaboratoriums.

Abb. 1 zeigt, daß das industrielle Forschungslaboratorium gewissermaßen in der Mitte steht zwischen der reinen Wissenschaft und dem Verkauf der Fabrikationsprodukte und kennzeichnet damit den großen Umfang der diesen Laboratorien gestellten Aufgaben.

An Hand von Abb. 2 soll nunmehr kurz der innere Aufbau eines solchen Forschungslaboratoriums mit ca. 100

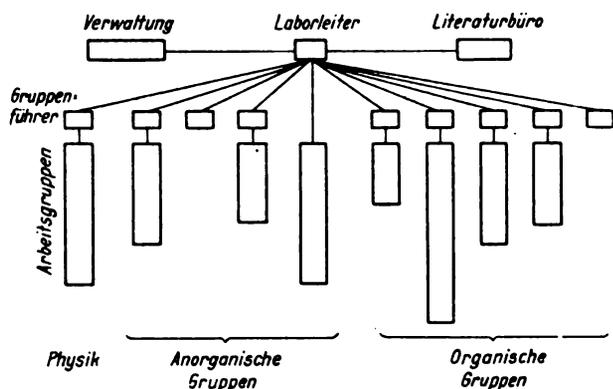


Abb. 2. Laboratoriumsorganisation.

Chemikern usw. besprochen werden. Man erkennt zunächst, daß das Laboratorium unter einem Leiter steht und in etwa 20 kleinere und größere Abteilungen oder »Gruppen« eingeteilt ist, deren jede einen Gruppenführer hat. Die Einteilung erfolgt naturgemäß nach den Arbeitsgebieten; die Zahl der Akademiker in einer Gruppe hängt von der Wichtigkeit des bearbeiteten Gebietes, von der Persönlichkeit des Gruppenführers und anderen Faktoren ab. Im einzelnen zeigt Abb. 2 weiterhin, daß der Laboratoriumsleiter eine Anzahl direkter Mitarbeiter hat, die Ideen »anprobieren« und solche Probleme bearbeiten sollen, die den Leiter besonders interessieren. Diese Einrichtung ist besonders wichtig um dem Laboratoriumsleiter die persönliche Fühlung mit dem Experimentiertisch zu erhalten. Einige »Gruppen« bestehen nur aus einem oder zwei Mitarbeitern. Hier handelt es sich zum Teil um Spezialisten, z. B. Mineralogen, Bakteriologen usw., die dem ganzen Laboratorium dienen oder auch um Einzelerfinder, »Einspänner«, die sich schwer in die Gemeinschaftsarbeit einfügen, aber wegen ihrer originellen Ideen oft besonders wertvoll sind.

Damit nun die großen Forschungslaboratorien ihrer Aufgabe, neue Produkte und Verfahren, d. h. wirtschaftlich verwertbare Erfindungen zu schaffen, genügen können, sind namentlich zwei Bedingungen zu erfüllen: Erstens muß eine gute Atmosphäre herrschen, und zweitens muß die innere Organisation so reibungslos funktionieren, daß der einzelne Chemiker usw. möglichst wenig von ihr bemerkt. Die Schaffung der »guten Atmosphäre« besteht darin, daß man die optimalen seelischen und materiellen Arbeitsbedingungen für den einzelnen Chemiker schafft, den man in bezug auf seine Bedeutung für das Ganze mit dem Kämpfer an der Front vergleichen kann. Er muß das Gefühl behalten, daß er, trotzdem er sich in das Ganze einfügen muß, und trotzdem er oft sein Arbeitsgebiet durch die Bedürfnisse der Fabrik vorgeschrieben erhält, frei schaffen kann, und daß seine schöpferische Begabung im gegebenen Rahmen sich ungehindert entfalten kann. Denn man darf nicht vergessen, daß auch für den wirklichen technischen Erfinder in ganz ähnlicher Weise wie für den Künstler alles auf den schöpferischen Gedanken²⁾ und die richtige Stimmung ankommt, die man weder in dem einen noch in dem anderen Falle kommandieren oder künstlich herbeiführen kann, sondern für die man nur die geeigneten Entstehungsbedingungen schaffen kann.

Um den Geist der einzelnen Mitarbeiter frisch zu halten und ihn nicht allzu einseitig werden zu lassen, ist es notwendig, ihm dauernd geistige Nahrung zuzuführen. Eigene Literaturbüros sorgen dafür, daß die einschlägige wissenschaftliche, technische und Patentliteratur an den richtigen Bearbeiter gelangt. Interne Besprechungen, Vorträge von Werksangehörigen und namentlich auch von eingeladenen Hochschulforschern geben dem Einzelnen Gelegenheit, in seinem engeren Arbeitsgebiet und in der Gesamtchemie auf der Höhe zu bleiben. Der häufige Verkehr mit Vertretern der Produktion und des Verkaufs sorgt für die

nötige Verbindung mit dem praktischen Leben. Schließlich sorgt die dauernde Neuaufnahme von jungen Chemikern der verschiedensten Schulen und die Abgabe von Laboratoriums-Chemikern an die Betriebe dafür, daß der Gesamtorganismus geistig beweglich und jung erhalten bleibt. Zur guten Atmosphäre gehört auch, daß alle Vorgesetzten Rücksicht nehmen auf die persönlichen Verhältnisse, auf berechnete Sonderinteressen bei der Entnahme von Patenten, bei der Bemessung von Erfindervergütungen, bei persönlichen Schwierigkeiten usw. Zusammenfassend kann man jedenfalls sagen: Je besser die Atmosphäre, desto größer ist die Arbeitsfreude und desto größer die Ausbeute des Laboratoriums. Die zweite Aufgabe, die innere Organisation so reibungslos und gut wie möglich zu machen, stellt auch wieder die eigentliche Forschungsarbeit in den Mittelpunkt. Man muß dem Chemiker z. B. möglichst viel von der unumgänglich notwendigen Verwaltungsarbeit abnehmen. Er muß zwar seine Patentanmeldungen selber aufsetzen, aber schon die genaue Ausarbeitung derselben übernimmt eine besondere Abteilung, die Patentabteilung (vgl. Abb. 1). Die Verwaltung hat ihm möglichst alle allgemeinen Angelegenheiten, das Projektbüro alle Fragen der Kalkulation, der Marktanalyse und verwandter Fragen abzunehmen; die juristische Abteilung unterstützt ihn in bezug auf alle Vertragssachen usw. Trotz alledem bleibt schon dem Führer einer Arbeitsgruppe mit 5 bis 8 Chemikern soviel an allgemeiner Arbeit am Schreibtisch übrig, daß er nur noch wenig persönlich experimentieren kann. Die Erfahrung hat nämlich gezeigt, daß die allgemeinen Arbeiten, die über das direkte Auswerten der Experimente hinausgehen, etwa mit dem Quadrat der Akademikerzahl wachsen.

Daß ein großes Laboratorium mit hohem Arbeitstempo außerdem eine fein durchgebildete Organisation für die Beschaffung und Verteilung der materiellen Hilfsmittel, für die Kontrolle aller Unkosten, für die Erhaltung der Ordnung, der Unfallsicherheit und Sauberkeit aufrechtzuerhalten hat, ist selbstverständlich. Alle Laboratorien haben einen bestimmten Etat; die Kosten werden nicht nur für das ganze Laboratorium, sondern auch für jeden einzelnen Chemiker und für jedes einzelne Problem gesondert erfaßt. Außerdem sind besondere Kontrollen dafür eingerichtet, daß die bearbeiteten Probleme und die entnommenen Patente rechtzeitig gefördert oder auch stillgelegt werden, und vieles andere mehr.

Wir wollen das über die Forschungslaboratorien Gesagte noch einmal zusammenfassen, indem wir die Aufgaben der einzelnen Glieder präzisieren.

- a) Der Leiter hat das Laboratorium als Ganzes zu führen. Er muß selbstverständlich Überblick haben über den Gang aller Versuchsarbeiten, von der ersten Idee bis zum Verkauf, über die sich vielfach ändernden Personalverhältnisse, über alle wichtigen Fragen der inneren Organisation und Verwaltung. Der Leiter hat immer wieder den rechten Mann zur rechten Zeit an das richtige Problem zu setzen. Seine wichtigste Aufgabe aber ist die, eine gute Atmosphäre zu schaffen und die richtige Mitte zu finden zwischen Erfindungsplanwirtschaft einerseits und Freiheit des geistigen Schaffens seiner Mitarbeiter andererseits. Denn nur dann wird das Laboratorium auf die Dauer hohe Ausbeuten erzielen und neue Werte schaffen, die der Fabrik sowohl Deckung der Unkosten als auch Gewinne, dem Volksganzen aber eine Stärkung der Volkswirtschaft bringen. Seine persönliche Erfindertätigkeit muß natürlich zurücktreten hinter dem Ganzen und kann sich direkt nur noch bei den unmittelbaren Mitarbeitern auswirken.
- b) Der Gruppenführer ist der eigentliche Träger bestimmter Probleme. Er leitet die Arbeiten seiner Mitarbeiter noch in der Weise, daß er unter Wahrung der Selbständigkeit des einzelnen Forschers die Arbeiten möglichst oft mit ihnen durchspricht; er ist verantwortlich für die rechtzeitige Entnahme von Patenten, die Überführung der Versuche in größere

¹⁾ In der Abbildung ist nur ein Teil dieser Gruppen eingezeichnet.
²⁾ Vgl. C. Bosch, Die Chemische Industrie G 57, 149 (1934).

Maßstäbe, für die Verwertung usw. Denn, wenn auch Patentabteilung, Projektbüro und andere Stellen ihm noch soviel Einzelarbeit abnehmen können, den Glauben an die technische und wirtschaftliche Durchführbarkeit der von ihm bearbeiteten Verfahren kann der Gruppenführer nur selber haben; er darf nicht ruhen, bis alle Schwierigkeiten technischer und sonstiger Art überwunden sind, und bis die Fabrikation rentabel läuft. Und auch dann noch ist es meistens jahrelang nötig, dem fabrizierenden Betrieb zu helfen und die Produkte zu verbessern und zu verbilligen.

- c) Der einzelne Chemiker bearbeitet im Rahmen der Gruppe ein oder mehrere Probleme, meistens jedoch ein bestimmtes Teilproblem einer größeren Aufgabe, welche mehrere Mitarbeiter erfordert. Im Rahmen der gestellten Aufgabe ist er verhältnismäßig frei, so daß er bei entsprechender Veranlagung durchaus in der Lage ist, die Wahl des Weges und der Arbeitsmethoden in origineller Weise selbst zu bestimmen und seine Anlagen zur Auffindung praktisch brauchbarer Lösungen der gestellten Aufgabe zu entfalten. Eigene Ideen auf beliebigen Gebieten kann außerdem jeder anprobieren und bei etwaigen Erfolgen die Bearbeitung des Gefundenen auch selber durchführen.

4. Die Verwertung und volkswirtschaftliche Bedeutung der industriellen Forschungsarbeit.

Wir kommen nun zur Verwertung der Erfindungen. Ohne auf Einzelheiten einzugehen, sollen die beiden Tafeln I und II belegen, daß von der Laboratoriums-Erfindung bis zum Verkauf des fertigen Produktes ein außerordentlich langer, mühseliger und kostspieliger Weg zurückzulegen ist.

Tafel I. Geschichte der Indigo-Synthese.

1880	Synthese von Adolf Baeyer
1882	Synthese von Baeyer und Drewsen
1890	Synthese von Heumann
1891—97	Arbeiten der B.A.S.F.
1897	Synthetischer Indigo wird konkurrenzfähig
1900	Großproduktion, 152 patentierte Erfindungen.

Tafel II. Geschichte der Druckhydrierung von Stickstoff, Kohlenoxyd und Kohle.

Ammoniak	1904 Beginn der Bearbeitung des Problems durch Haber
	1908 Bearbeitung durch C. Bosch in der B.A.S.F.
	1911 Versuchsbetrieb
	1913 Fabrikation von 10000 Jato NH ₃ in Oppau
	1916 Großwerk Leuna 100000 Jato NH ₃
	1918 Oppau und Leuna 200000 Jato NH ₃
Methanol	1913 Erster Versuch in der B.A.S.F.
	1922 Erneute Bearbeitung in der B.A.S.F.
	1923 Produktion in Leuna
Benzin	1913 Arbeiten von Bergius
	1924 Arbeiten in der B.A.S.F.
	1927 Großversuchsanlage Leuna
	1932 Produktion von 100000 Jato Benzin
	1934 Weiterer Ausbau der Leunaer Anlagen.

Beim Indigo dauerte es 20 Jahre, beim Ammoniak ca. 10 Jahre bis die Großproduktion lief. Da es sich bei der Ammoniaksynthese um eine Hydrierung des Stickstoffs unter Hochdruck handelt, liegt eine kontinuierliche Entwicklungsreihe vor, die vom Ammoniak über die seit einem Jahrzehnt laufende Hydrierung von Kohlenoxyd zu Methanol zur Kohlehydrierung führt, welche heute bereits wesentlich mehr als 100000 t Benzin pro Jahr liefert.

Der einzelne Chemiker ist oft geneigt die Arbeit für getan zu halten, wenn eine Erfindung im Laboratorium geglückt ist. Die Erfahrung zeigt jedoch, daß damit erst ein kleiner Bruchteil des ganzen Weges zurückgelegt ist und daß die Schwierigkeiten oft erst beginnen, wenn man von Laboratoriumsversuchen mit 100 oder 1000 g übergeht zu Versuchen mit 100 oder 1000 kg und mehr. Dann treten oft ungeahnte Material- und andere Schwierigkeiten auf, welche die Ursache für die erwähnte jahrelange Ausarbeitungszeit sind, die zum Teil im Forschungslaboratorium selbst, zum Teil in den Betrieben und ihren Laboratorien zu leisten ist.

Zum Schluß möchte ich noch in einer Reihe von Tafeln (III—V) zeigen, in welcher Weise die chemischen Produkte Bedeutung für die gesamte deutsche Volkswirtschaft besitzen³⁾.

Tafel III. Wertmäßige Verteilung der deutschen chemischen Erzeugnisse.

Volksgesundheit und Haushalt	700 Mill. RM.
Ernährung	550 » »
Bekleidung	450 » »
Technik und Verkehr	1100 » »
Ausfuhr	700 » »

Tafel IV. Beschäftigungszahl, Produktionswert und Ausfuhr der deutschen chemischen Industrie im Vergleich zu den anderen Industrien Deutschlands.

Chemische Industrie:	Alle anderen Industrien:
300 000	Arbeiter und Angestellte 8 000 000
	1:27
	Verbrauch ausländ. Rohstoffe:
0,12 Milliarden	1:20
	2,25 Milliarden
	Nettoproduktion: (nach Abzug der verbrauchten Rohstoffe)
2,4 Milliarden	1:10
	25 Milliarden
	Ausfuhr:
0,7 Milliarden	1:4,5
	3 Milliarden
	Ausfuhrüberschuß:
0,58 Milliarden	1:1,2
	0,75 Milliarden

Tafel V. Ein- und Ausfuhr chemischer Erzeugnisse im Vergleich mit Deutschlands Gesamthandel.

Jahr	Millionen RM.		
	1929	1932	1933
Gesamt-Ausfuhr	13 483	5739	4871
Chemie-Ausfuhr	1 420	726	695
Anteil der Chemie	10,5%	12,7%	14,3%
Gesamt-Einfuhr	13 447	4666	4203
Chemie-Einfuhr	299	162	138
Anteil der Chemie	2,2%	3,5%	3,3%

Man sieht, daß die chemische Produktion Deutschlands rd. 3 Milliarden Reichsmark beträgt und daß die chemische Industrie in ganz hervorragender Weise an der Ausfuhr beteiligt ist. Gerade dieses Ergebnis ist unzweifelhaft darauf zurückzuführen, daß in der chemischen Industrie seit Jahrzehnten eine so innige und harmonische Wechselwirkung zwischen reiner und angewandter Forschung bestanden hat. Tafel V zeigt, daß eine weitere Folge dieser glücklichen Wechselwirkung die ist, daß der Chemieexport an sich relativ hoch ist und Kriseneinwirkungen besser Stand gehalten hat als andere Exportzweige. Noch immer haben wir in einzelnen Zweigen der Chemie einen gewissen Vorsprung vor anderen Ländern, einen Vorsprung, den wir uns nur erhalten können, wenn wir die reine und die angewandte Forschung an den Hochschulen und in der Industrie auf der bisherigen Höhe zu erhalten verstehen.

³⁾ Die Tafeln III und IV sind der Ausstellung „Deutsches Volk — Deutsche Arbeit“ Berlin 1934 entnommen.

Wechselbeziehungen zwischen Triebwerk und Flugzeug vom Standpunkte des Flugzeugbauers.

Von B. v. Schlippe, Junkers-Flugzeugwerk-AG.

Gliederung.

1. Den Triebwerkseinbau bestimmende Forderungen.
2. Triebwerkseinbau vom aerodynamischen Gesichtspunkt.
3. Triebwerkseinbau vom Gesichtspunkt der Bedienung und Wartung.
4. Triebwerkseinbau vom Gesichtspunkt der statischen Aufhängung.
5. Triebwerkseinbau vom Gesichtspunkt der Schwingungsbeherrschung.

1. Den Triebwerkseinbau bestimmende Forderungen.

Das Thema »Wechselbeziehungen zwischen Triebwerk und Flugzeug vom Standpunkte des Flugzeugbauers« umfaßt eine derartige Fülle von Einzelfragen, daß hier nur ein kurzer Überblick gebracht werden kann, ohne daß die Einzelheiten berührt werden können.

Es entstehen hier, wo sich Trieb- und Flugwerk begegnen eine Menge von Forderungen, die nur schwer in Einklang zu bringen sind, die sich gegenseitig behindern und widersprechen; es muß zu Kompromißlösungen gegriffen werden, wenn man allen Ansprüchen einigermaßen gerecht werden will. Die Fragen der aerodynamisch günstigsten Form, des Gewichtes, der guten Sicht, der Kühlung, Schalldämpfung, Zugänglichkeit und Wartung, der statischen Aufhängung und der Schwingungsbeherrschung sind einige der Hauptgesichtspunkte, die der Flugzeugbauer in Betracht ziehen muß.

2. Triebwerkseinbau unter aerodynamischem Gesichtspunkt.

Als erste von ihnen soll der Triebwerkseinbau unter dem Gesichtswinkel der Aerodynamik beleuchtet werden, die bei modernen, schnellen Maschinen eine besonders ausgeprägte Rolle spielt. Es muß hierbei grundsätzlich zwischen wasser- und luftgekühlten Motoren unterschieden werden. Ferner ist ein Unterschied zwischen dem Einbau in kleine, mittlere und große Flugzeuge zu machen.

In bezug auf ihren Gesamtwiderstand mit Kühlung dürften sich heute beide Motorarten ziemlich die Waage halten, so daß die Wahl zwischen luft- und wassergekühltem Motor mehr vom jeweiligen Flugzeug abhängt, mit anderen Worten: Die Motoren dürfen nicht für sich allein verglichen werden, sondern müssen stets im Zusammenhang mit der

Zelle gewertet werden. Wie noch erläutert wird, kann in bezug auf geringen Widerstand je nach Flugzeug, der eine oder der andere den Vorzug besitzen.

Ausgesprochen günstig erscheint das luftgekühlte Triebwerk bei einmotorigen mittleren Flugzeugen, bei denen der Rumpf und Motordurchmesser dieselbe Größenordnung besitzen. In diesem Falle ist es kaum erreichbar, den wassergekühlten Motor mit seinem Kühler auf dasselbe geringe Widerstandsmaß herabzudrücken, wie es der mit den modernen Hauben verkleidete, luftgekühlte Motor besitzt (Abb. 1).

Die anfänglichen großen Schwierigkeiten in der Kühlung, die sich bei Verwendung der Hauben ergaben, sind heute zum größten Teil überwunden. Insbesondere hat sich der Einbau von sogenannten Druckleitblechen, welche die Luft zum Zylinderkopf führen, wie auch die Ausbildung eines besonderen Kühlblattpropellers bewährt. Ebenfalls hat sich die Verwendung von Spreitzklappen an der Haube als zweckmäßig herausgestellt.

Der Kühlpropeller besitzt zwecks besserer Ventilatorwirkung an der Blattwurzel eine schaufelartige Verbreiterung, die den Staudruck in der Mitte des Schraubenkreises erhöht (Abb. 2).

In Abbildung 3 sind über jedem Zylinder die gemessenen Temperaturen aufgetragen. Die Messung wurde an einer Ju 52 vorgenommen. Durch Verwendung des Kühl-

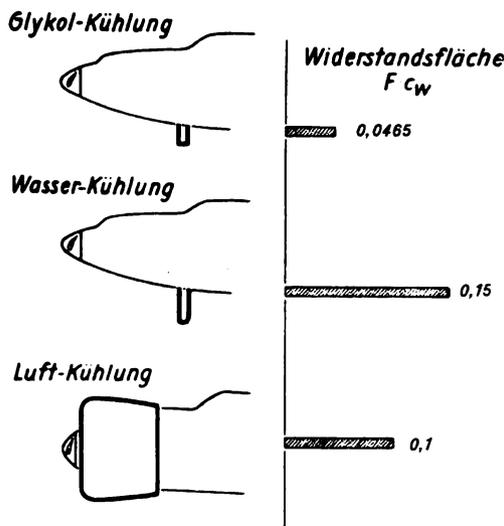


Abb. 1. Vergleich von Widerstandsflächen eines luft-, wasser- und eines glykolgekühlten Motors.



Abb. 2. Ju 160 mit Kühlblattpropeller.

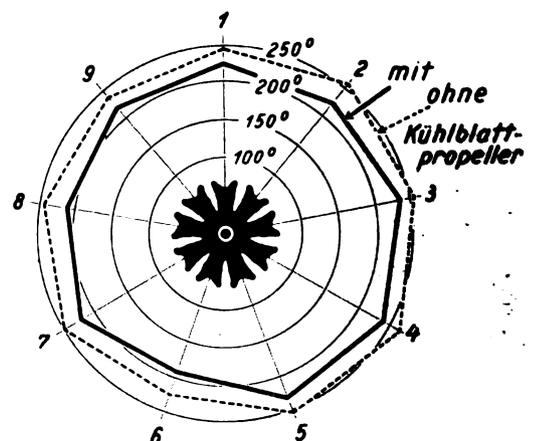


Abb. 3. Zylindertemperaturen mit und ohne Kühlblattpropeller.

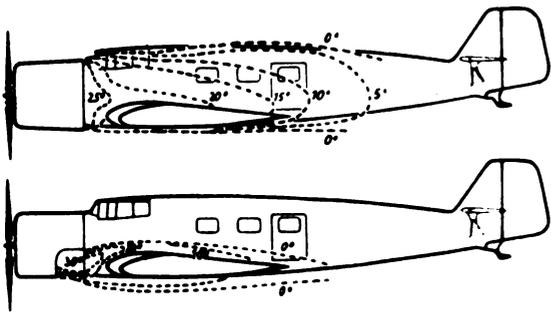


Abb. 4. Gemessene Mehrtemperaturen der umströmenden Luft ohne und mit Ablenkung gegenüber der Außenluft.

propellers wurde die Temperatur im Mittel um 25°, im Höchfall um 40° herabgesetzt.

Bei dieser Gelegenheit sei noch ein Problem erwähnt, welches bei der Haubenausbildung aufgetreten ist. Die durch die Verkleidung zum Anliegen gebrachte Kühlluft brachte eine unangenehme Folge mit sich. Sie heizte den Führerraum und die Kabine so stark auf, daß dies besonders im Sommer trotz guter Belüftung für die Besatzung und Fluggäste eine unerträgliche Belästigung darstellte (Abb. 4).

Durch Abschließen der Haube am oberen Umfang (siehe Abb. 2) und Ablenkung der Luft nach unten gelang es, diese lästige Erscheinung vollkommen zu beseitigen.

Durch die Anbringung von Druckleitblechen wird erreicht, daß zwar insgesamt ein sehr kleines Luftquantum durch den Motor hindurchbläst, was die ungünstige Wirbelbildung auf ein Minimum beschränkt, an den zu kühlenden Stellen aber wegen des hohen Druckgefälles eine intensive Luftströmung herrscht und dadurch eine genügende Kühlwirkung gewährleistet wird.

Wie angestellte Versuche gezeigt haben, müssen alle Durchlässe, welche für die Kühlung nicht erforderlich sind, fast hermetisch verschlossen werden, um eine wirklich gute Wirkung zu erzeugen.

Im Gegensatz zu den mittleren Flugzeugen besitzt bei Maschinen mit kleineren Rumpfabmessungen und starken Motoren der luftgekühlte Motor einen größeren Widerstand als der wassergekühlte, der in der Rumpfspitze ohne Verbreiterung untergebracht werden kann, während der luftgekühlte eine wulstartige Verdickung bildet. Auch spricht die bessere Sicht zugunsten des wassergekühlten Motors.

Als Beispiel eines geschickten Einbaues sei die HE 70 mit ihrem BMW 6 angeführt (Abb. 5).

Motoren neueren Typs dürften selbstverständlich eine noch günstigere Einbaumöglichkeit bieten. Einen Vergleich zwischen den Umrißflächen von älteren und neueren Motoren, etwa gleicher Leistungen, zeigt Abbildung 6.

Die gedrungene Bauweise bietet dem Flugzeugbauer jedoch nicht nur bei kleinen Flugzeugen Vorteile, sondern sie kommt ihm auch bei großen Maschinen, wo die Möglichkeit besteht, die Motoren in die Flächen einzubauen, zugute. Allerdings muß bei den in die Flächen einbezogenen Motoren



Abb. 5. HE 70 (unten am Rumpf ist der Glykolkühler sichtbar).

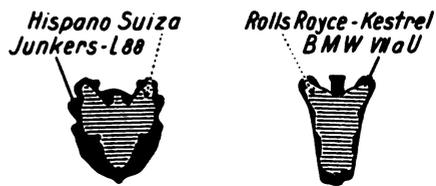


Abb. 6. Vergleich der Umrißformen älterer und neuerer Motoren.

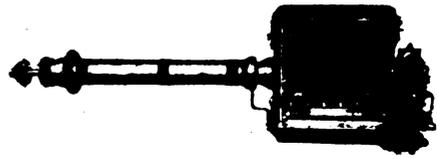


Abb. 7. Jumo 5 mit Ferntrieb.

ein Fernantrieb verwendet werden, der immerhin ein gewisses Mehrgewicht bedeutet. Was das technische Problem des Fernantriebes anbelangt, so kann es als gelöst angesehen werden. Beispielsweise sind mit den in der G 38 eingebauten Fernleitungswellen in bezug auf Sicherheit und Anspruchlosigkeit die besten Erfahrungen gemacht worden (Abb. 7).

Über den Winkeltrieb liegen noch zu wenig Erfahrungen vor, als daß darüber etwas ausgesagt werden könnte. Es scheint jedoch, daß im Bedarfsfalle seine Verwendung auf keine großen Schwierigkeiten stoßen dürfte, da seine Elemente heute durchaus beherrscht werden.

Wie schon erwähnt, bereitet der verhältnismäßig große Luftwiderstand des Kühlers bei wassergekühlten Motoren dem Flugzeugbauer noch einige Sorgen. Die Weiterentwicklung in Richtung der Verringerung des Kühlerwiderstandes dürfte eine der dringlichsten Aufgaben der nächsten Zeit sein, wobei sowohl an einer zweckmäßigen Unterbringung und Verkleidung des Kühlers, als auch an seiner Verkleinerung durch irgendeine Art von Heißkühlung gearbeitet werden muß.

3. Triebwerkeinbau vom Gesichtspunkt der Bedienung und Wartung.

Sehr wichtig ist beim Einbau des Triebwerkes die praktische Anordnung der Leitungen und Reguliergestänge. Es ist erwünscht, in das Gewirr von Röhren, Drähten und Hebelchen möglichst große Übersichtlichkeit und Ordnung hereinzubringen. Anzustreben ist bei einer Anordnung, daß sämtliche anzuschließenden Leitungen und Gestänge wie auch Flanschen für Auspuffleitungsrohren so gelegt werden, daß eine gute Zugänglichkeit von einigen wenigen Stellen gewährleistet wird. Hier ist jedoch der Flugzeugbauer allein machtlos, da er beim Verlegen der Leitungen in erster Linie von den am Motor vorhandenen Anschlüssen abhängig ist. Die Aufgabe kann nur in inniger Zusammenarbeit beider Teile, d. h. der Motor- und Zellenkonstruktoren, gelöst werden.

Auch sonst muß stets an eine größtmögliche Zugänglichkeit zu allen Triebwerksteilen, wie auch an eine einfache Ein- und Ausbaumöglichkeit des Motors gedacht werden (Abb. 8 u. 9).

Als Beispiel diene der Einbau eines L 8 und eines Jumo 4 in die G 38. Der L 8 mußte von oben eingesetzt werden, wozu ein großer Kran nötig war.

Der Jumo 4 konnte von unten eingefahren werden. Dadurch wurde der Einbauvorgang wesentlich vereinfacht. Mittels eines Dreibeins, das auf dem Flügel befestigt wird, und eines Flaschenzuges kann der Motor montiert werden.

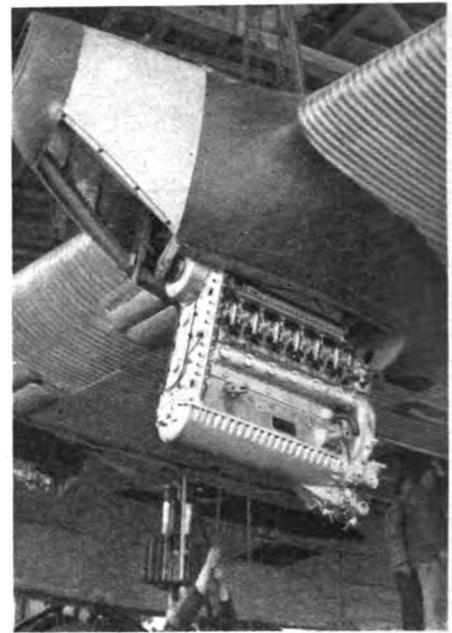


Abb. 8 und 9. Montage eines L 9 und eines Jumo 4 in die G 38.

4. Triebwerkseinbau vom Gesichtspunkt der statischen Aufhängung.

Vom statischen Aufbau muß ebenfalls Einfachheit und klarer Aufbau verlangt werden. Die Befestigungsmöglichkeit bei den heutigen Motoren, läßt noch vielfach zu wünschen übrig. Vor lauter An- und Ausbauten weiß man häufig nicht recht, wo man die Streben des Vorbaues durchführen soll. Der heute durchweg bei Sternmotoren gebräuchliche relativ schwere Ring scheint auch nicht gerade eine Idealösung darzustellen, da es die Zwischenschaltung eines vom statischen Standpunkt durchaus entbehrlichen Baugliedes bedeutet. Die Kräfte, die vom Motor auf die Streben und rückwirkend von diesen auf den Motor ausgeübt werden, müssen sowieso zum Teil vom Gehäuse aufgenommen werden, und man sollte daher die letzte Konsequenz ziehen und das Gehäuse so ausbilden, daß auch die gesamten Kräfte durchgeleitet werden können. Entsprechend könnten dann die Motorgerüste konstruiert und bemessen werden, was zweifellos zu Vereinfachungen und Gewichtersparnis führen würde.

Je klarer und eindeutiger der Kraftverlauf gehalten werden kann, desto leichter und sicherer ist die Konstruktion.

Irrtümlich wäre es anzunehmen, daß bei einem in sich geschlossenen und stabilen Motorträger das Gehäuse von Kräften verschont bleibt. Ein gewisser Kraftanteil geht stets hindurch, und da er nur schwer zu bestimmen ist, so wird sowohl Gehäuse als auch Motorträger für sich reichlich überbemessen, was ein unnützes Mehrgewicht bedeutet.

Aus dieser Erkenntnis heraus hat man bei Junkers versucht, die übliche Aufhängungsart, bei welcher der Motor auf das feste Gerüst draufgesetzt wird, zu verlassen und ist von dem Prinzip ausgegangen, den Motor als festen Körper an die Zelle anzulenken. Ein typisches Beispiel solcher Aufhängungen zeigt Abbildung 10. Der Motor ist hier an 8 Punkten angelenkt.

5. Triebwerkseinbau vom Gesichtspunkt der Schwingungsbeherrschung.

Zuletzt soll noch die Frage der Schwingungsbeherrschung beim Triebwerkseinbau besprochen werden. Leider ist der Maschinenbauer nicht in der glücklichen Lage wie der Elektriker, die Schwingungen als nutzbringende Naturerscheinungen zu betrachten. Überall da, wo sich bei uns

Schwingungen bemerkbar machen, wirken sie lästig und müssen bekämpft werden, denn die kleinen Vibrationen fressen den Maschinenorganismus an und führen mit großer Wahrscheinlichkeit zum Dauerbruch.

Die Mittel zu ihrer Beseitigung sind:

1. Verstimmung, d. h. Vermeidung der Resonanzgebiete durch Änderung der Steifigkeit der Aufhängung,
2. Dämpfung, d. h. künstliche Abfuhr der Schwingungsenergie und
3. Verringerung der Erregerkräfte.

Letztere Maßnahme ist wohl erwünscht, sie liegt aber größtenteils außerhalb des Wirkungsbereiches des Flugzeugbauers und geht mehr in das Gebiet des Motor- und Propellerbauers über. Die Flugzeugbauer können daher, als die im Endeffekt Leidtragenden, nur die dringende Bitte äußern, auf diesen Punkt immer wieder die größte Aufmerksamkeit zu richten und durch sorgfältigste Auswuchtung der Massen und Verringerung der Drehmomentschwankungen, evtl. auch durch Einbau von Dämpfern die Impulse auf ein Minimum zu beschränken.

Ebenfalls wäre es erwünscht, daß die Motorfirmen in bezug auf die Angabe der kritischen Gebiete der Motoren, der möglichen Impulsformen usw. engeren Kontakt mit den Flugzeugbauern halten und bei Lieferung der Motoren deren Schwingungsbefund mitteilen würden.

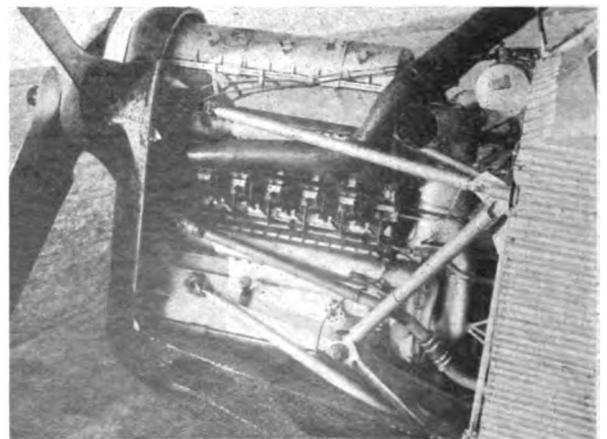


Abb. 10. Junkers Diesel Jumo 4 in einer G 24.

Trotz sorgsamer Vermeidung von Erregerkräften wird man jedoch stets bestrebt sein müssen die Resonanzgebiete zu umgehen, was allerdings nicht ganz einfach ist, da die Motormassen, Steifigkeitskonstanten der üblichen Konstruktionen und die Drehzahlen gerade in einem kritischen Verhältnis zueinander stehen. Wäre z. B. der Elastizitätsmodul 1 Million mal größer als dies der Fall ist, so würden wir wahrscheinlich mit Schwingungen wenig zu tun haben, da die Eigenschwingungszahlen weit über den Impulsfrequenzen zu liegen kämen. Wenn man bedenkt, daß der Motor als Erreger in der Regel mehrere Harmonische aufweist, der Propeller ebenfalls die erste und zweite haben kann, und daß der Vorbau mindestens 6 Eigenfrequenzen besitzt, die gewöhnlich zwischen 300 und 3000 pro min, also gerade im normalen Drehzahlbereich liegen, so erkennt man schon wie außerordentlich schwierig, ja fast unmöglich es ist, die Resonanzen vollkommen zu vermeiden. Wollte man dies versuchen, so müßte man alle Eigenschwingungszahlen unterhalb des Drehzahlbereiches legen bzw. die höchste Eigenschwingung unter die tiefste Drehzahl bringen, was kaum erreichbar ist, da dabei die elastischen Glieder der Aufhängung untragbar große Dimensionen annehmen müßten und auch der Motor mit seinen Verbindungsleistungen und Gestängen die großen Wege bei stärkeren Stößen z. B. beim Landestoß nicht vertragen könnte.

Es muß daher ein anderer Weg beschritten werden, und zwar müssen die Eigenschwingungszahlen in ein möglichst ungefährliches und wenig befahrenes Gebiet verlegt werden, wobei nur die vermutlichen Haupterregerfrequenzen berücksichtigt werden können. Es kommt also nicht auf eine möglichst große, sondern auf die richtig bemessene Elastizität an.

Als Beispiel diene ein normaler Motor mit einer Zweiblattschraube. Ist der Motor nicht untersetzt, so wirken sich die Impulse aus dem Tangentialdruckdiagramm auf die Zelle nur wenig aus, und es bleiben in der Hauptsache die Impulse infolge von Massen- und Luftkräften übrig, und zwar die vom Propeller herrührenden erster und zweiter Ordnung, die vom Motor herrührenden zweiter Ordnung.

Besonders wichtig ist es, das Gebiet von Reise- bis Vollgasdrehzahl von Schwingungen frei zu halten. In dem Fall, aus dem das Beispiel gegriffen ist, mußten die Elastizitäten so gewählt werden, daß die Eigenschwingungszahlen zwischen den unerwünschten Gebieten eingeschachtelt wurden. In Abbildung 11 sind die in einem Motorbau auftretenden Eigen- und Impulsfrequenzen aufgetragen. Das Gebiet zwischen Reise- und Vollgasdrehzahl ist doppelt gestrichelt. Links die erste Harmonische, rechts die zweite Harmonische. Die Eigenfrequenzen müssen von diesen Drehzahlen einen bestimmten Abstand beibehalten. Dieser wurde hier zu 10% von der Drehzahl angenommen. Somit

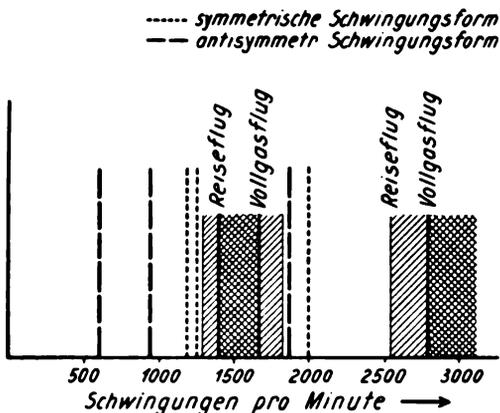


Abb. 11. Bei einem Motorvorlauf vorhandene Eigen- und Impulsfrequenzen.

müssen die Eigenfrequenzen außerhalb der punktierten Linien liegen. Die dick ausgezogenen Linien stellen die gemessenen sechs Eigenfrequenzen der symmetrischen und antisymmetrischen Schwingungsform dar. Durch Veränderung der Elastizität wurden sie zwischen die gestrichelten Gebiete gelegt.

Bei untersetztem Motor liegen die Verhältnisse verwickelter, da das Gehäuse in das Schwingungssystem der Kurbelwelle mit Propeller eingekoppelt ist und sich auch Impulse aus dem Tangentialdruckdiagramm auf das Gerüst bemerkbar machen können.

Da eine vollkommen exakte Vorausbestimmung der Schwingungsverhältnisse kaum möglich ist, ist es notwendig, die elastischen Glieder der Aufhängung so zu gestalten, daß sie eine gewisse Veränderungsmöglichkeit bieten, um die Eigenfrequenzen im Bedarfsfalle noch verschieben zu können. Auch ist die Anbringung einer Dämpfung stets erwünscht. Ihre Größe darf ebenfalls nicht willkürlich gewählt, sondern muß den jeweiligen Maßen und Federkonstanten angepaßt werden.

Die genannten Forderungen der regulierbaren Elastizität und Dämpfung haben zur Entwicklung eines Federpaketes für elastische Motorvorbauten geführt (Abb. 12). Es besteht aus einer Anzahl von Federscheiben, die paarweise durch geschlitzte Ringe auseinander gehalten werden. Durch die eigene Vorspannung und die Konizität der Scheiben werden die Ringe an die äußere Hülse gepreßt und bewirken beim Arbeiten des Federpaketes die gewünschte Dämpfung. Die Dämpfungswärme kann, da sie nur an der Peripherie erzeugt wird, gut abgeführt werden. Die

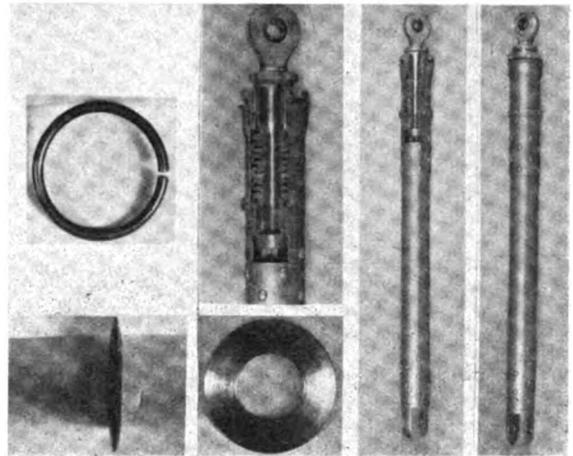


Abb. 12. Elastisches Federpaket von Junkers.

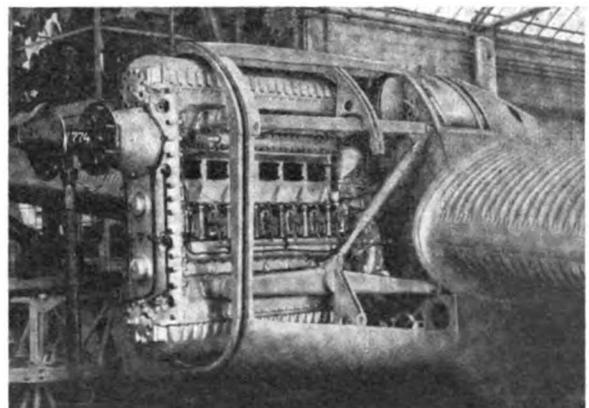


Abb. 13. Dieselmotor Jumo 5 an der Fläche einer Ju 52.

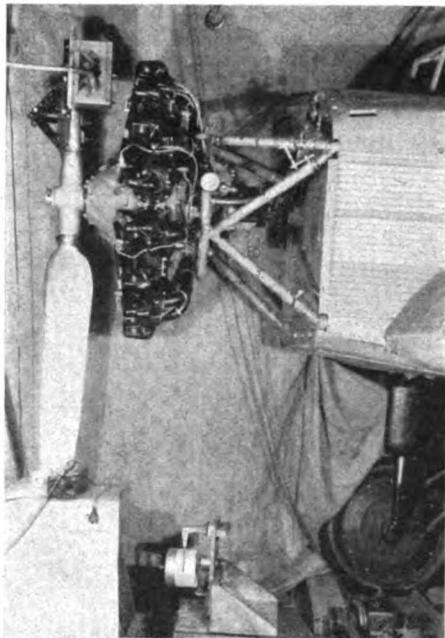


Abb. 14. Sternmotor (Hornet) an einer W 34.

Feder kann Zug und Druck aufnehmen, wodurch eine Gegenfeder gespart wird. Sie besitzt auch keine Vorspannung, wodurch das ganze Arbeitsvermögen der Federscheiben ausgenutzt werden kann.

Das Paket ist seit etwa einem Jahr in zahlreichen Flugzeugen eingebaut und hat sich bisher ohne jede Beanstandung bewährt. Abbildung 13 und 14 zeigen die Beispiele einiger elastischer Motorgerüste, bei denen diese Federungslieder z. T. in reiner Bauart, z. T. kombiniert mit anderen elastischen Gliedern eingebaut sind. In Abbildung 13 besteht der Motorträger aus zwei Biegungsträgern und einer gefederten Diagonalstrebe.

Das Motorgerüst in Abbildung 14 ist ein Beispiel eines reinen Fachwerkträgers mit elastisch gehaltenen Streben. Es zeichnet sich durch seine Einfachheit und Übersichtlichkeit aus. Man hat es hier in der Hand, die Elastizitäten nach Belieben in ziemlich weiten Grenzen abzustimmen und sie den jeweiligen Verhältnissen anzupassen.

Die Aufnahme ist während eines Schwingungsversuches gemacht worden. Vorn ist die Zentrifugalunwucht zu sehen. An den Federpaketen sind Meßgeräte zur Bestimmung der Federwege befestigt. Auf andere Ausführungen, wie sie bereits von anderen Stellen, insbesondere auch von der DVL entwickelt worden sind, kann hier nicht eingegangen werden. Es können jedoch noch eine Reihe anderer Möglichkeiten zur befriedigenden Lösung dieser Aufgabe führen.

Wechselbeziehungen zwischen Triebwerk und Flugzeug vom Standpunkt des Luftschraubenbauers.

Von H. Ebert, Vereinigte Deutsche Metallwerke.

Gliederung.

1. Einleitung.
2. Wirkungsgrad der festen Luftschraube bei steigenden Geschwindigkeiten.
3. Wechselbeziehungen zwischen fester Luftschraube und Motor ohne Vorverdichtung.
4. Wechselbeziehungen zwischen fester Luftschraube und Höhenmotor.
5. Ausnutzung der vollen Motorleistung durch Verstell-schrauben. Einfluß auf die Flugleistungen.

1. Einleitung.

Mit der Steigerung der Fluggeschwindigkeit bis weit über die 400 km/h-Grenze und der Steigerung der Höhenleistung der Motoren durch Gebläse beeinträchtigen gewisse Eigenschaften einer festen Luftschraube beim Zusammenarbeiten mit Flugmotor und Flugzeug die sonstigen Leistungen der Flugzeuge außerordentlich stark.

Zweck der folgenden Ausführungen ist es klarzulegen, welche besonderen gegenseitigen Beziehungen zwischen Motor, Luftschraube und Flugzeug die Beeinträchtigung insbesondere der Start- und Steigleistung verschulden.

2. Wirkungsgrad der festen Luftschraube bei steigenden Geschwindigkeiten.

Sieht man bei dieser Betrachtung zunächst von der Steigerung der Motorleistung am Boden und in der Höhe ab und zieht man nur das Hinaufrücken der Höchstgeschwindigkeitsgrenze in Betracht, so kann man hinsichtlich der Schraube die an und für sich recht erfreuliche Tatsache feststellen, daß mit der Zunahme der Geschwindigkeit, gleiche Motorleistung, Drehzahl und gleicher Schraubendurchmesser vorausgesetzt, eine Zunahme des theoretisch höchsterreichbaren Wirkungsgrades Hand in Hand geht.

Wie die Verhältnisse dabei etwa zahlenmäßig liegen, sollen einige Beispiele aus der Praxis zeigen. In der folgenden Zahlentafel sind zu diesem Zweck für einige Leistungen, Durchmesser und Drehzahlen die theoretisch höchsterreichbaren Wirkungsgrade in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit zusammengestellt, und zwar

1. für eine Leistung von 660 PS bei einer Drehzahl von 2050 U/min und einem Durchmesser von etwa 2,7 m, ungefähr entsprechend den Verhältnissen des Hornet direkt;
2. für eine Leistung von 660 PS bei einer Drehzahl von 1300 U/min und einem Durchmesser von 3,2 m, etwa entsprechend den Verhältnissen des SAM 22 B und
3. für eine Leistung von 750 PS bei einer Drehzahl von 1650 U/min und einem Durchmesser von 3,3 m, etwa entsprechend den Verhältnissen des BMW VI direkt.

Zahlentafel I.

N PS	n U/min	D m	Flügel- zahl	theoretisch höchsterreichbarer Wirkungsgrad bei km/h ¹⁾				
				180	200	330	380	460
660	2050	2,7	2	—	0,67	0,78	—	0,82
660	1300	3,2	3	—	0,735	0,81	—	0,84
750	1650	3,3	2	0,655	—	0,795	0,81	—

¹⁾ Die einzelnen Zahlengrößen sind nicht absolut, sondern nur vergleichsweise zu werten.

Sieht man hierbei von den durch Drehzahl, Durchmesser und Leistung bedingten Unterschieden der Wirkungsgrade bei den einzelnen Geschwindigkeiten ab, so kann man dieser Zusammenstellung entnehmen, daß mit dem Hinaufrücken der Geschwindigkeitsgrenze von 200 km/h auf beispielsweise 330 km bzw. 460 km/h für obige Durchmesser, Leistungen und Drehzahlen der höchsterreichbare Wirkungs-

grad im Durchschnitt von 0,7 auf 0,79 bzw. 0,83 ansteigt. Hierbei fallen vor allem die großen Unterschiede im Wirkungsgrad zwischen der 200- und 300-km/h-Grenze auf. Diese müssen im allgemeinen nicht vorhanden sein, sondern hängen mehr oder weniger speziell mit den im obigen Beispiel zugrunde gelegten Drehzahl- und Durchmesser-verhältnissen zusammen.

3. Wechselbeziehungen zwischen fester Luftschraube und Motor ohne Vorverdichtung.

So erfreulich nun dieses Ergebnis sein mag, so wird es stark abgeschwächt durch einen anderen Umstand, der mit dem Wesen der bisher üblichen Schrauben zusammenhängt. Ganz abgesehen davon, daß das von einer bestimmten Schraube aufgenommene Drehmoment bei konstanter Geschwindigkeit mit steigender Drehzahl zunimmt, ändert sich dieses Drehmoment bei konstanter Drehzahl noch mit der Größe der Fluggeschwindigkeit, und zwar wird es mit zunehmender Geschwindigkeit immer kleiner und kann sogar negative Werte erreichen wie zum Beispiel beim senkrechten Sturzflug oder selbst noch bei stark gedrosselten steilen Gleitflügen.

Da nun eine Schraube im Flugbetrieb stark wechselnden Geschwindigkeitsverhältnissen unterworfen ist, wie sie durch den Start, Steig- und Höchstgeschwindigkeitsflug bedingt sind, so wirkt sich diese Eigenschaft der Schraube beim Zusammenarbeiten mit einem Flugmotor dahingehend aus, daß der Motor durch die Schraube je nach Fluggeschwindigkeit verschieden stark belastet wird. Dies hat zur Folge, daß der Motor, dessen Moment bei konstanter Drosselstellung, also z. B. Vollgas, unabhängig von der Drehzahl annähernd konstant ist, je nach Fluggeschwindigkeit mit verschiedener Drehzahl läuft. Die Leistung eines Motors ist bei konstanter Drosselstellung nun ungefähr proportional der Drehzahl, so daß hierbei ein gewisser Drehzahlabfall im allgemeinen auch einen gewissen Leistungsabfall bedeutet und umgekehrt. Da außerdem eine der höchstzulässigen Motorleistung entsprechende Drehzahl nicht überschritten werden darf und nach Obigem eine Schraube bei dieser Drehzahl das kleinste Drehmoment bei Höchstgeschwindigkeit des Flugzeuges aufnimmt, ist eine Schraube so zu dimensionieren, daß sie bei dieser Höchstgeschwindigkeit und dieser höchstzulässigen Motordrehzahl die volle Leistung des Motors aufnimmt.

Infolge der oben angeführten Eigenschaften einer Schraube ergibt sich daraus nach kleineren Geschwindigkeiten hin ein Drehzahl- und damit Leistungsabfall des Motors, der um so bedeutender wird, je größer die Höchstgeschwindigkeit eines Flugzeuges ist und je steiler die Motorleistungskurve noch im Höchstdrehzahlbereich verläuft.

Mit anderen Worten heißt dies, daß also, zunächst noch ganz abgesehen von Gebläsemotoren, mit einer Steigerung der Höchstfluggeschwindigkeit infolge der Eigenschaften einer starren Schraube ein Leistungsabfall an sonst an und für sich erreichbarer Motorleistung für den Start- und Steigflug verknüpft ist, durch den diese Flugleistungen erheblich verschlechtert werden. Hinzu kommt, daß mit größeren Geschwindigkeiten auch die Steigungs- bzw. Anstellwinkel der einzelnen Schraubenquerschnitte größer werden müssen, womit außerdem ein schlechteres aerodynamisches Arbeiten einer Schraube am Stand verbunden ist.

War das dadurch verursachte Verhältnis von Standarddrehzahl zur Höchstdrehzahl bis zur 200-km/h-Grenze etwa noch 0,88 bis 0,92, so ist dieses Verhältnis mit dem Überschreiten der 300-km/h-Grenze schon bereits auf etwa 0,75 bis 0,82 gefallen und wird mit zunehmender Höchstgeschwindigkeit noch weiter abnehmen.

Wohin dies führt, zeigt sich vor allem bei den bekannten Rennflugzeugen mit Geschwindigkeiten über 600 km/h, die eine Startlänge von mehreren Kilometern benötigen und deshalb meist als Wasserflugzeuge gebaut sind, da die hierzu erforderlichen Landflugplätze nicht mehr ausreichen.

Hinsichtlich des Überganges zu höherer Geschwindigkeit kann somit vom Standpunkt des Schraubenbauers gesagt werden, daß unter Verwendung der bisher üblichen Schrauben zwar eine Verbesserung des Wirkungsgrades für Höchstgeschwindigkeit erreicht werden kann, daß aber damit Umstände verknüpft sind, die sich auf Start- und Steigleistung des Flugzeuges sehr nachteilig auswirken.

4. Wechselbeziehungen zwischen fester Luftschaube und Höhenmotor.

Wie gestaltet sich nun vollends das Zusammenarbeiten der bisherigen Schrauben mit Höhenmotoren, d. h. Motoren, deren Leistungen in größere Höhen konstant bleiben und erst nach Überschreiten einer gewissen Höhe, der sogenannten Volldruckhöhe, wie bei normalen Motoren abfallen?

Vom Gesichtspunkt des theoretisch höchst erreichbaren Wirkungsgrades liegen die Verhältnisse für die gleichen Leistungen in der Höhe gegenüber denselben Leistungen am Boden für gleiche Geschwindigkeiten, Drehzahlen und Durchmesser etwas schlechter. Mit der Steigerung der Höchstgeschwindigkeit werden diese Unterschiede jedoch so klein, daß sie praktisch kaum mehr ins Gewicht fallen, wie Zahlentafel II zeigt, in der für dieselben Leistungen, Drehzahlen und Geschwindigkeiten wie vorher die theoretisch höchsterreichbaren Wirkungsgrade in Abhängigkeit von der Höhe dargestellt sind.

Zahlentafel II.

Theoretisch höchsterreichbare Wirkungsgrade η					
für	bei v km/h	in m Höhe			
		0	2000	4000	6000
$N - 660$ PS	200	0,67	0,655	0,635	0,62
$n - 2050$ U/min	460	0,82	0,814	0,807	0,8
$D - 2,7$ m					
$N - 660$ PS	200	0,785	0,715	0,695	0,65
$n - 1300$ U/min	460	0,84	0,838	0,836	0,835
$D - 3,3$ m					

Wie aus dieser Zahlentafel ersichtlich, betragen die Unterschiede im theoretisch höchsterreichbaren Wirkungsgrad bei gleicher Leistung am Boden, in der Höhe und bei sonst gleichen Bedingungen zwischen einer Höhe von 6000 m und 0 m

bei 200 km/h etwa 5 bis 8%,

bei 460 km/h nur noch 0,5 bis 2%.

Wenngleich also für diese praktischen Fälle, vom Standpunkt des theoretisch höchsterreichbaren Wirkungsgrades aus gesehen, die Verhältnisse für Gebläsemotore bei gleichzeitiger Steigerung der Geschwindigkeit, die ja zwangsläufig damit verbunden ist, recht günstig liegen, so ergeben sich beim Zusammenarbeiten einer Schraube der bisher üblichen Bauart mit einem Gebläse- bzw. Kompressor-motor weitere recht unangenehme Umstände, die sich mit zunehmender Volldruckhöhe ähnlich auswirken wie die mit zunehmender Höchstgeschwindigkeit. Während nämlich das Drehmoment eines Höhenmotors unabhängig von der Luftwichte bis zur Volldruckhöhe konstant bleibt und darüber hinaus erst entsprechend mit der Luftwichte abfällt, ist die Leistung einer Schraube bei gleicher Drehzahl und Geschwindigkeit direkt proportional der Luftwichte. Das von ihr bei gleicher Drehzahl und Fluggeschwindigkeit aufgenommene Moment nimmt somit im Gegensatz zu dem des Motors mit der Höhe ab. Der Motor wird dadurch ähnlich wie vorher mit der Änderung der Geschwindigkeit, je nach Flughöhe verschieden stark belastet, so daß er außer mit wechselnder Geschwindigkeit noch mit wechselnder Höhe in seiner Drehzahl mehr oder weniger aufholt bzw. abfällt. Da auch hier wiederum das kleinste

Drehmoment der Schraube bei Höchstgeschwindigkeit und auf das Drehmoment des Motors bezogen in Volldruckhöhe auftritt, muß auch hier die Schraube so dimensioniert sein, daß sie bei Höchstgeschwindigkeit in Volldruckhöhe eben die volle Leistung des Motors bei der höchstzulässigen Motordrehzahl aufnimmt.

Dies hat zur Folge, daß bei Verwendung der bisher üblichen Schrauben die Motordrehzahl sowohl mit Abnahme der Geschwindigkeit in ein und derselben Höhe und außerdem noch mit abnehmender Höhe bei ein und derselben Geschwindigkeit abfällt. Gegenüber den Normalmotoren muß sich also hierbei ein noch weit größerer Drehzahlunterschied und damit Leistungsabfall zwischen Start- bzw. Steigflug in niedrigen Höhen gegenüber der höchstzulässigen Drehzahl ergeben, der einen weiteren Verlust an und für sich erreichbarer Leistung gerade für solche Flugzustände bedeutet, die die größte Leistung erfordern.

Welche Drehzahlunterschiede dabei etwa auftreten, sei an Hand der Zahlentafel III gezeigt, in der für verschiedene Höhen und Flugzustände die Drehzahlen angegeben sind, die sich beim Zusammenarbeiten einer festen Schraube mit einem Motor ergeben, dessen Leistung z. B. bei einer Drehzahl von 2300 U/min, die bei einer Geschwindigkeit von 330 km/h nicht überschritten werden soll, bis 4400 m unabhängig von der Luftwichte 660 PS beträgt und die sich im übrigen proportional zur Drehzahl verhält.

Zahlentafel III.

H km	n_{start} U/min	n_{steig} U/min	n_{max} U/min
0	1360	1555	1840
1	1430	1645	1945
2	1500	1730	2045
3	1580	1815	2150
4	1660	1900	2250
4,4	1700	1940	2300

Aus diesem Zahlenbeispiel ist ersichtlich, daß unter den angegebenen Leistungsverhältnissen die Standdrehzahl gegenüber der höchsterreichbaren nur noch etwa 59% und die Steigflugdrehzahl in Erdnähe nur etwa 68% beträgt. Da, wie oben bereits angeführt, die Leistung eines Motors im allgemeinen proportional der Drehzahl zunimmt, bedeutet dies, daß zum Start und zum Steigflug auch nur etwa 60 bzw. 68% der Leistung zur Verfügung stehen, die bei voller Drehzahl erreicht werden könnte. Dabei ergibt sich selbst noch für Höchstgeschwindigkeit in Bodennähe, wie das obige Beispiel zeigt, ein Leistungsabfall von etwa 20%.

In Wirklichkeit liegen die Drehzahlverhältnisse noch etwas ungünstiger, da bei wirklichen Motoren die Leistung nicht, wie im obigen Zahlenbeispiel angenommen, bis zur Volldruckhöhe unabhängig von der Luftwichte und im übrigen proportional der Drehzahl ist, sondern etwa eine Charakteristik aufweist, wie sie Abbildung 1 zeigt.

Danach ergeben sich

1. für verschiedene Drehzahlen verschiedene Volldruckhöhen, und zwar abfallend mit abnehmender Drehzahl,
2. bis zu den einzelnen Volldruckhöhen Leistungen in ein und derselben Höhe etwa proportional der Drehzahl, im übrigen jedoch zunehmend bis zu den einzelnen Volldruckhöhen.

Beträgt hierbei der Leistungsabfall für die höchstzulässige Drehzahl von Volldruckhöhe bis zum Boden beispielsweise 8%, so bedeutet dies eine gegenüber dem vorigen Beispiel um noch etwa 4,5% kleinere Drehzahl für Start- bzw. Steigflug und Höchstgeschwindigkeit am Boden.

Durch den Abfall der Volldruckhöhe mit der Drehzahl ergeben sich für die mittleren Höhen teilweise sehr steile Motorleistungskurven, d. h. die Leistung eines Motors fällt dort sehr rasch mit der Drehzahl ab. Dies führt beim Zusammenarbeiten mit einer starren Schraube in diesen Höhen zu ganz sonderbaren Drehzahlverhältnissen im

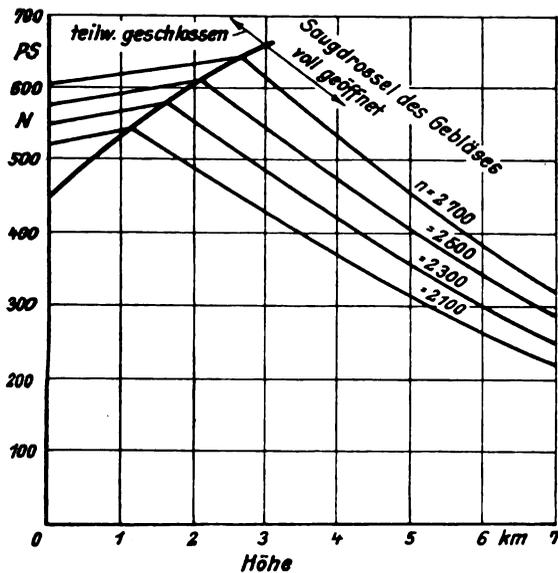


Abb. 1. Leistung eines Höhenmotors in Abhängigkeit von der Höhe.

Steigflug, ja selbst noch beim Höchstgeschwindigkeitsflug und bringt gegenüber dem vorigen Beispiel noch wesentlich kleinere Drehzahlen für die einzelnen Flugzustände mit sich. Es kann hierdurch sogar unter Umständen vorkommen, daß man zwar in größeren Höhen fliegen könnte, daß aber infolge der Eigenschaften der Schraube und des Motors die Drehzahlen so klein sind, daß man gar nicht erst auf diese Höhe kommt.

Zusammenfassend kann also gesagt werden, daß sich mit der Vergrößerung der Geschwindigkeit und vollends mit der Steigerung der Motorleistung in der Höhe, vom Standpunkt des Schraubenbauers aus gesehen, mit den bisher üblichen festen Schrauben zwar hinsichtlich der Höchstgeschwindigkeiten günstige Ergebnisse erzielen lassen, daß sich aber hinsichtlich der Start- und Steigflugverhältnisse mit den bisherigen Schrauben Schwierigkeiten ergeben, die teils durch Eigenschaften der festen Schraube, teils durch Eigenschaften der Motore begründet sind. Die Verhältnisse lassen sich durch flache Motorleistungskurven etwas bessern. Sie verschlechtern sich jedoch, je steiler die Motorleistungskurve mit wachsender Drehzahl ansteigt.

5. Ausnutzung der vollen Motorleistung durch Verstell-schrauben. Einfluß auf die Flugleistungen.

Die Entwicklung drängt deshalb durch diese Wechselbeziehungen zwischen Triebwerk und Flugzeug zu Schrau-

ben, die gestatten, die Leistung des Motors besser auszunützen. Eine solche Schraube ist die im Fluge verstellbare Luftschraube. Ihren Hauptzweck erfüllt sie nach dem Vorhergehenden dabei also nicht etwa mit der Schaffung besserer Wirkungsgradverhältnisse durch entsprechende Einstellung der Blätter auf günstigste Anstellwinkel, sondern hauptsächlich durch die Möglichkeit, die Drehzahl der Motoren auch bei kleinen Geschwindigkeiten und in geringen Höhen so zu steigern, daß die an und für sich mit einem Motor erreichbare Leistung auch tatsächlich erreicht werden kann. Sie ist somit etwa mit einem veränderlichen Getriebe zu vergleichen, sodaß sie gegenüber der festen Schraube überall da mit Erfolg zu verwenden ist, wo mit normalen Schrauben ungünstige Drehzahlverhältnisse vorliegen, also vor allem bei Flugzeugen hoher Geschwindigkeit und bei Flugzeugen mit Höhenmotoren. Während die Verstell-schraube also bei Normalmotoren, abgesehen von der Gipfelhöhe, nur die Start- und Steigleistung, im allgemeinen nicht aber die Höchstgeschwindigkeit, verbessern kann, ist es mit ihr bei Höhenmotoren möglich, auch die Höchstgeschwindigkeit zu verbessern, und zwar in den Höhen, in denen bei Höchstgeschwindigkeit mit einer festen Schraube die Drehzahlen noch erheblich unter der höchst zulässigen Drehzahl des Motors liegen. Auch sonst kann sie für andere Flugzustände erhebliche Vorteile bringen. Man denke nur an mehrmotorige Flugzeuge; seien diese nun mit Verdichtermotoren oder Normalmotoren ausgerüstet. Bei Ausfall eines Motors fällt hierbei die Fluggeschwindigkeit. Bei festen Schrauben hat dies einen Drehzahlabfall auch der anderen Motore zur Folge, der mit einem entsprechenden Leistungsabfall verbunden ist. Bei verstellbaren Propellern läßt sich durch Halten der Drehzahl dieser Verlust vermeiden. Wenn außerdem die Schraube des ausgefallenen Motors einen erheblichen Widerstand verursacht, sei es, daß sie langsam weiterdreht oder stillsteht und dadurch die Strömung am dahinterliegenden Flügel erheblich stört, so läßt sich durch eine Verstell-schraube auch dieser Verlust auf ein Minimum verkleinern. Man denke außerdem an Flugzustände wie den senkrechten Sturzflug. Eine feste Schraube kommt hierbei trotz gänzlich gedrosselten Motors auf Drehzahlen, die für den Motor das höchstzulässige Maß bedeuten. Durch eine Verstell-schraube kann man auch hierbei die Drehzahl in vernünftigen Grenzen halten.

Wenn man mit Verstellpropellern bei Flugzeugen mit Normalmotoren und mit Geschwindigkeiten unter der 400-km/h-Grenze die Start- und Steigleistungen schon um 30% verbessern kann, von der Gipfelhöhe ganz abgesehen, so dürfte damit die Bedeutung der Verstell-schraube, die mit fortschreitender Entwicklung nur wachsen kann, genügend gekennzeichnet sein.

Das Triebwerk als Schwingungserreger.

Von K. Lürenbaum, DVL.

Gliederung.

1. Schwingungsfragen im Flugzeugbau und im allgemeinen Maschinenbau.
2. Erregerursachen der Triebwerksschwingungen.
3. Maßnahmen zur Bekämpfung der Schwingungen.

1. Schwingungsfragen im Flugzeugbau und im allgemeinen Maschinenbau.

Die Steigerung der Antriebs- und Flugleistungen bei mindestens gleichbleibendem Gewicht und gleicher Betriebssicherheit erfordert künftig in erhöhtem Maße ein in sich schwingungsfreies, nach außen ruhig und erschütterungsfrei laufendes Triebwerk. Dabei liegen die Bedingungen hierfür insofern besonders schwierig, als eine Maschinenanlage verhältnismäßig hoher Leistung auf einem leichten, weichen und in hohem Maße schwingungsfähigen Fundament untergebracht werden muß, während beispielsweise für Anlagen ähnlicher Leistungsverhältnisse des ortsfesten Maschinenbaues in der Regel schwere, in sich starre Fundamentmassen zur Verfügung stehen.

Daß die meisten heutigen Flugmotoren trotz theoretisch vorhandenen vollkommenen Massenausgleichs und Gleichgangs durchaus nicht schwingungs- und erschütterungsfrei laufen, ist hinlänglich bekannt. Es gäbe sonst keine Kurbelwellen- und Luftschraubenschwingungsbrüche, keine Dauerbrüche in Motorvorbauten, keine Zerstörung der Bordgeräte durch triebwerkerregte Schwingungen und keine physiologisch zum Teil unerträglichen Erschütterungen in der Zelle.

2. Erregerursachen der Triebwerksschwingungen.

Bevor auf die Möglichkeiten der Bekämpfung von Triebwerksschwingungen eingegangen wird, seien die Erregerursachen im Triebwerk erörtert. Betrachtet man zunächst das Verhalten des Triebwerks als Ganzes bei Zwangsdrehungen, also beispielsweise beim Fliegen von Flugfiguren, so werden an allen bewegten Triebwerkteilen Coriolis-Kräfte in Erscheinung treten, die, sofern sie periodischen Verlauf haben, sich nach außen in Erschütterungen bemerkbar machen. Dies gilt für die Kolben, die Pleuel, die Kröpfungen der Kurbelwelle. Am bekanntesten und wirkungsvollsten ist diese Erscheinung bei der zweiflügeligen Luftschraube. Die zusätzliche Coriolis-Kraft (Kreiselmoment) wechselt hier mit der doppelten Schraubendrehzahl zwischen Null- und dem Größtwert. Dieser Größtwert kann bei sehr wenigen Flugzeugen bis zum doppelten des Motordrehmoments betragen und kommt daher als Schwingungserreger in hohem Maße in Betracht. Eine Abhilfe bietet die drei- und mehrflügelige Schraube, deren Kreiselmoment konstant bleibt.

Abgesehen von diesen Vorgängen liegen die Erregerursachen im Triebwerk selbst. Daß die Triebwerke wenigstens theoretisch über einen vollkommenen Massenausgleich und Gleichgang verfügen sollten, ist heute eine Selbstverständlichkeit. Eine Ausnahme bildet wohl nur noch der 4-Zylinder-Reihenmotor mit einer freien Massenkraft zweiter Ordnung. Dieser Motor schüttelt daher auch besonders stark. Aber auch bei den anderen Bauarten liegen die Verhältnisse oft nicht viel besser. Auch von ihnen strahlt ein breites Frequenzband von Erschütterungen nach außen ab, wie Vibrogramme zeigen. Die Analyse eines solchen Frequenzspektrums liefert einen aufschlußreichen Einblick in die verschiedenen Erreger. Dabei zeigt sich, daß vollkommener Massenausgleich und Gleichgang nur unvollkommen vorhanden sind. Die Voraussetzungen für Massenausgleich und Gleichgang sind im wesentlichen die folgenden:

1. Vollkommene Formsteifheit bzw. Schwingungsfreiheit der bewegten und tragenden Triebwerkteile.

2. Bei Mehrzylindermaschinen Gleichheit der Triebwerke hinsichtlich Massenverteilung und Bewegungsverhältnis sowie gleiche Drehkraftdiagramme untereinander.

Die Schwingungsfreiheit der bewegten Triebwerksteile ist keineswegs gegeben, wie das Beispiel des Systems Kurbelwelle-Luftschraube zeigt. Außer den bekannten Drehschwingungen der Kurbelwelle sind Längsschwingungen (Ziehharmonika-Schwingungen) innerhalb des Betriebsdrehzahl-Bereichs möglich. In der letzten Zeit sind Kurbelwellenbrüche beobachtet worden, an denen Längsschwingungen ausschlaggebend mitgewirkt zu haben scheinen. Biegeschwingungen dürften wegen der vielen Lager im allgemeinen weniger in Betracht kommen; bei Fernleitungen sind sie jedoch sicher von großer Bedeutung. Auch die Luftschraube kann nicht als starres Schwungrad betrachtet werden. Sie gleicht eher einem Gummischwungrad bzw. einem Federstab. Alle diese Freiheitsgrade des Systems Kurbelwelle-Luftschraube sind eng miteinander verknüpft, wie die Unterschiede der Drehschwingungskennlinie auf dem Prüfstand mit starrem Bremsflügel und im Fluge mit weicher Flugschraube deutlich erkennen lassen. Eine Verdrehung der Kurbelwelle bringt zwangsläufig eine Längenänderung mit sich, ebenso hat die Einleitung eines Drehmoments an der Nabe eine Verbiegung des Schraubenblattes zur Folge. Ermittelt man die Schwingungszahlen der verschiedenen Freiheitsgrade, so ergibt sich die bemerkenswerte Feststellung, daß sie sämtlich ziemlich nahe beieinander liegen. Für ein gewisses Triebwerk ergaben sich beispielsweise folgende Verhältnisse: Dreheigenfrequenz der Kurbelwelle 10800 l/min, Längseigenfrequenz 14800 l/min, 1. Oberschwingungszahl der Schraube 12800 l/min. Jedes Zusammentreffen einer dieser Eigenfrequenzahlen mit einer Erregung gleicher Frequenz aus dem Drehkraft-Diagramm liefert eine Resonanzstelle und damit eine kritische Drehzahl. Betrachtet man auf der einen Seite diese zahlreichen Freiheitsgrade und auf der anderen Seite das ebenso dichte Frequenzband der im Drehkraftdiagramm enthaltenen Harmonischen, so kommt man zu dem Ergebnis, daß es bei den heutigen Motoren eigentlich kaum noch Drehzahlen gibt, die nicht Kritische wären. Die in den Kritischen auftretenden Schwingungsausschläge haben nun mehr oder weniger starke wechselnde Verformungen der betroffenen Bauteile zur Folge, die von dem weichen Gehäuse nicht verhindert werden können und letzten Endes unmittelbar oder mittelbar die Ursache starker äußerer Erschütterungen des Triebwerkes sind. Die Wangen der drehschwingenden Kurbelwelle beispielsweise suchen aus ihrer ursprünglichen Ebene herauszutreten, werden hieran aber wenigstens teilweise durch die Lager behindert. Die von den Lagern hierbei abzufangenden Drücke, die mit der Frequenz der Kurbelwellendrehung wechseln, erreichen oft die Größe von mehreren 100 kg, andererseits werden die verschiedenen Drehausschläge der einzelnen Kröpfungen von sich aus, die damit verbundenen Pendelungen der Zünd- und Ventilsteuerzeiten indirekt den Massenausgleich und Gleichgang empfindlich stören und verschlechtern. Die Einspannmomente der schwingenden Schraube werden als Erschütterungen nach außen abwandern.

Hinsichtlich der Formsteifheit der tragenden Triebwerksteile, also im wesentlichen des Gehäuses, liegen die Verhältnisse kaum günstiger. Die Forderung nach Gewichtserparnis zwingt zum Leichtbau mit geringem Elastizitätsmodul. Das Gehäuse, welches bei den meist üblichen Kurbelwellen ohne Gegengewichte durch eine verformungslose Überleitung der inneren Kräfte und Momente den Massenausgleich bewirken soll, ist hierzu nur unvollkommen in der Lage. Bei Motoren mit einzeln stehenden Zylindern

dern weichen diese unter der Wirkung der Gleitbahndrücke einzeln seitlich aus, wobei entsprechende Schüttelmomente auf die Zylinderbefestigungsschrauben und damit über das Gehäuse in die Motorenaufhängung übergeleitet werden.

Was schließlich die Gleichheit der Drehkraftdiagramme untereinander betrifft, so zeigt eine gleichzeitige Aufnahme von Indikatordiagrammen der verschiedenen Zylinder (mit dem DVL-Glimmlampenindikator ist dies in einfacher Weise möglich), daß von einer Gleichheit insbesondere bei Vergaserbetrieb nicht die Rede sein kann. Der Grund hierfür liegt im wesentlichen in ungleicher Gemischverteilung auf die einzelnen Zylinder infolge von Schwingungsvorgängen in den Ansaugleitungen. Die Folge hiervon ist, daß die theoretisch sich gegenseitig aufhebenden Drehkraftharmonischen dies nicht mehr vollständig tun, sondern daß Restbeträge übrig bleiben, die den Gleichgang entsprechend verschlechtern. Welchen Einfluß beispielsweise der Zustand der Kerzen auf die Laufruhe haben kann, zeigte sich kürzlich auf dem federnden Prüfstand der DVL, der für derartige Beobachtungen besonders geeignet ist. Der Motor lief anfangs außerordentlich unruhig. Durch Auswechseln sämtlicher Kerzen gegen neue wurde ein vollkommen erschütterungsfreier Lauf erreicht.

Zusammenfassend ergibt sich, daß auch der theoretisch vollkommen ausgeglichene und gleichgehende Motor niemals erschütterungsfrei laufen wird. Selbst im besten Fall bleiben immer noch die sich nicht aufhebenden freien Drehkraftharmonischen. Man wird daher stets mit der Anwesenheit eines starken Erregerherdes im Flugzeug zu rechnen haben.

3. Maßnahmen zur Bekämpfung der Schwingungen.

Abhilfemaßnahmen werden zunächst einmal die Erregerursachen an der Wurzel zu fassen haben, darüber hinaus aber wird man den Erregerherd gegen seine Umgebung abschirmen müssen.

Die Formstetigkeit des Gehäuses wird durch bauliche Maßnahmen erhöht werden können, die Gleichheit der Drehkraftdiagramme sollte sich durch unmittelbare Einspritzung erheblich verbessern lassen. Die Schwingungsfreiheit der bewegten Triebwerkteile wird durch Verstim-

mung der Schwingungssysteme zu erreichen sein. Bei neueren Motoren ist man deshalb vielfach den Weg der sehr steifen Kurbelwelle gegangen, doch scheint es aussichtsreicher zu sein, zwischen Kurbelwelle und Luftschraube eine weiche Kupplung einzuschalten und so das Schwingungssystem zu zerreißen; die Drehzahl der Kurbelwelle würde damit in die Höhe rücken und die Luftschraube ihrerseits wäre von der Erregerquelle der Drehkraftharmonischen abgetrennt.

Wenn auch durch diese Maßnahmen schon eine erhebliche Verbesserung von Massenausgleich und Gleichgang künftig zu erreichen sein wird, so wird man es darüber hinaus trotzdem nicht unterlassen dürfen, das Triebwerk gegen das Flugwerk noch schwingungstechnisch abzuschirmen. In letzter Zeit hat sich hier ebenso wie im Kraftwagenbau die weichfedernde Aufhängung des Triebwerks mit Erfolg durchgesetzt.

Selbstverständlich muß diese Aufhängung, um Wirkung zu haben, richtig bemessen und abgestimmt sein, d. h. die Eigenfrequenz des Triebwerks in seiner Aufhängung muß wesentlich unterhalb der niedrigsten vorkommenden Erregerfrequenz liegen, oder, wenn dies nicht möglich ist, in einen wenig benutzten Drehzahlbereich verlegt werden. Die Aufhängepunkte des Motors sind so anzuordnen, daß die freie Drehachse des Motors mit seiner Hauptträgheitsachse möglichst zusammenfällt (2-Punktaufhängung). Die oft angeschnittene Frage, ob es nicht zweckmäßig sei, der Federung eine Dämpfung parallel zu schalten, ist auf Grund einer Untersuchung der Bewegungsgleichungen dahingehend zu beantworten, daß jede Dämpfung auf jeden Fall die abschirmende Wirkung der Federung verschlechtert, daß diese Verschlechterung jedoch bei kleinen Dämpfungen, wie sie beispielsweise den Gummifedern in Form von Baustoffdämpfung eigen ist, so geringfügig ist, daß sie gegenüber den Vorteilen, die die Gummifeder sonst der Stahlfeder gegenüber bietet, gern in Kauf genommen werden wird. Die Wirkung der federnden Aufhängung besteht nicht nur in dem völligen Schutz des Flugwerks vor der Schwingungsübertragung, sondern schon auch das Triebwerk selbst, indem sie z. B. die Lagerbelastungen dadurch vermindert, daß das ganze Triebwerk in der federnden Aufhängung den auftretenden Drücken und Verformungen elastisch nachgeben kann.

Luftschraubenstrahl und Längsstabilität.

Von H. Blenk, DVL.

Eine der wichtigsten Forderungen, die in letzter Zeit immer wieder seitens der Industrie an die Forschung gestellt werden, ist die Klärung des Schraubenstrahleinflusses auf die Längsstabilität, d. h. die Schaffung einer brauchbaren Theorie der Längsstabilität im Motorflug. Die VLF-Fachgruppe für Aerodynamik hat, um dieser Forderung gerecht zu werden, eine besondere Arbeitsgruppe für diese Frage eingesetzt, deren erste Aufgabe die Aufstellung eines Arbeitsprogramms ist. Im folgenden wird ein Vorschlag zu einem solchen Arbeitsprogramm eingehend erläutert und das Ziel, zu dem die vorgeschlagenen Untersuchungen führen sollen, dargelegt¹⁾.

Gliederung.

1. Allgemeines über Längsstabilität.
2. Stabilität bei Leerlauf.
3. Stabilität bei Vollgas.
4. Vorschläge für die weitere Forschung.

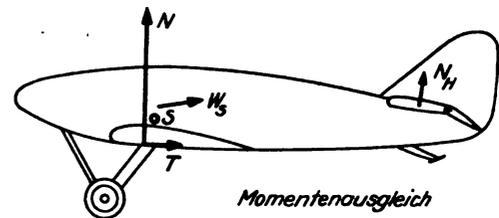
1. Allgemeines über Längsstabilität.

Unter Längsstabilität versteht man die Stabilität bei reiner Längsbewegung des Flugzeugs, d. h. bei einer Bewegung, die in einer senkrechten Ebene vor sich geht, die zugleich mit der Symmetrieebene des Flugzeugs zusammenfällt. Bekanntlich zeigt die Flugmechanik, daß man die Längsbewegung des Flugzeugs mit sehr guter Genauigkeit unabhängig von der seitlichen Bewegung betrachten darf.

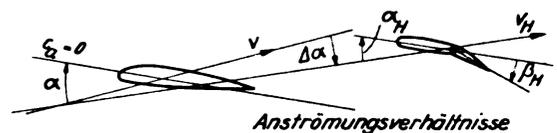
Bei dieser Längsbewegung kann sich der Flugzeugschwerpunkt auf einer beliebigen Bahn in der erwähnten senkrechten Ebene bewegen. Außerdem kann sich das Flugzeug um die Querachse oder Holmachse drehen. Für eine genauere Stabilitätsuntersuchung muß man die beiden Freiheitsgrade, die durch die genannten Bewegungsmöglichkeiten des Flugzeugs charakterisiert sind, gleichzeitig untersuchen. Bei dieser Untersuchung zeigt es sich jedoch, daß die wichtigste Bedingung für die Längsstabilität des Flugzeugs aus der Gleichung für die Drehbewegung um die Querachse allein hergeleitet werden kann. In dieser Gleichung handelt es sich um die Momente, die bei einer Gleichgewichtsstörung auftreten. Die Stabilitätsbetrachtung ist sehr einfach: Tritt bei einer zufälligen Änderung des Anstellwinkels α ein Moment M auf, das zum ursprünglichen Gleichgewichtszustand zurückführt, so nennen wir das Flugzeug statisch stabil. Werden die Momente z. B. kopflastig positiv gerechnet, so bedeutet $\partial M / \partial \alpha > 0$ statische Stabilität, $\partial M / \partial \alpha < 0$ statische Instabilität.

Der tiefere Grund für die überragende Bedeutung der Momentengleichung für die Stabilität liegt in folgendem: Den beiden Freiheitsgraden des Flugzeugs bei reiner Längsbewegung (Schwerpunktbewegung, Drehbewegung um die Querachse) entsprechen bei stabilem Verhalten zwei Schwingungen um die Gleichgewichtslage des Flugzeugs. Beide Schwingungen haben nun beim Flugzeug im allgemeinen ganz verschiedene Frequenzen und Dämpfungen. Die Schwingung, die zur Schwerpunktbewegung gehört (Bahnschwingung genannt), hat meistens geringe Frequenz (etwa 0,04 Hertz) und kleine Dämpfung, während die Drehschwingung eine verhältnismäßig große Frequenz (etwa 1 Hertz) und meistens große Dämpfung besitzt. Die Folge hiervon ist, daß bei einer Störung zunächst eine schnelle Drehschwingung entsteht, die aber meistens bereits abgeklungen ist, ehe die Bahnschwingung überhaupt recht in Gang kommt. Das wesentlichste Merkmal der Drehschwingung ist daher, daß sie ohne Geschwindigkeitsänderung vor sich geht, während zu einer Bahnschwingung immer auch eine Geschwindigkeitsänderung gehört. Aus

diesem Grunde schreibt man als Definition der statischen Längsstabilität den partiellen Differentialquotienten $\partial M / \partial \alpha$; zu ergänzen ist: Geschwindigkeit $v = \text{const.}$



Momentenausgleich



Anströmungsverhältnisse

Abb. 1. Kräfte und Anströmungsverhältnisse am Flugzeug ohne Luftschraube.

2. Stabilität bei Leerlauf.

Wir betrachten nun zunächst einmal ein Flugzeug ohne Luftschraube (Abb. 1). Momente um die Querachse liefern hauptsächlich der Tragflügel und das Höhenleitwerk. Der schädliche Widerstand aller übrigen Flugzeugteile (Rumpf, Fahrgestell usw.) wird im allgemeinen an einem sehr kleinen Hebelarm angreifen und daher nur ein unbedeutendes und überdies vom Anstellwinkel wenig abhängiges Moment liefern. Für das Moment des Höhenleitwerks ist der sogenannte Abwind von ausschlaggebender Bedeutung. Wenn der Tragflügel einen Auftrieb liefern soll, muß die Luft hinter ihm sich nach abwärts bewegen. In diesem abwärts gerichteten Luftstrom liegt das Höhenleitwerk. Da der Auftrieb mit dem Anstellwinkel und der Abwind mit dem Auftrieb wächst, so wächst auch der Abwind mit dem Anstellwinkel; d. h. durch den Abwind wird nicht nur der Gleichgewichtszustand zu einem anderen Anstellwinkel oder Höhenruderwinkel verschoben, sondern tatsächlich die statische Stabilität vermindert. Rechnet man den Anstellwinkel α von $c_a = 0$ aus (s. Abb. 1), so liegt der Abwindwinkel $\Delta \alpha$ für übliche Verhältnisse zwischen $0,25 \alpha$ und $0,45 \alpha$; d. h. die Wirksamkeit des Höhenleitwerks wird durch den Abwind auf 75 bis 55% herabgesetzt. Man rechnet im allgemeinen für jedes Flugzeug mit einem konstanten Abwindfaktor, obwohl bekannt ist, daß dieser Faktor etwas vom Anstellwinkel abhängt. Für genauere Rechnungen empfiehlt sich die von Helmbold angegebene Näherungsformel²⁾.

Das Längsmoment für ein Flugzeug ohne Luftschraube ergibt sich demnach mit den üblichen Formelzeichen aus folgender Formel:

$$\begin{aligned} \text{Gesamtmoment} &= \text{Flügelmoment} + \text{Leitwerkmoment} = 0 \\ M &= c_{m_s} F t q + c_{n_H} F_H l_H q_H = 0 \\ &= \left(c_{m_0} + \frac{1}{4} c_n - \frac{r}{t} c_n + \frac{h}{t} c_t \right) F t q \\ &+ c_{n_H} \cdot (k \alpha - \sigma + \mu \beta_H) F_H l_H q_H = 0. \end{aligned}$$

Für überschlägige Betrachtungen kann man das Glied $h/t c_t$ weglassen, da sein Einfluß gering ist; für genauere Rechnungen sollte man dieses Glied jedoch stets mitführen.

¹⁾ Der Vorschlag ist zunächst nur als persönlicher Vorschlag des Vortragenden zu betrachten, da vor dem Vortrag keine Zeit war, den Vorschlag den übrigen Mitgliedern der Arbeitsgruppe vorzulegen und ihre Stellungnahme dazu zu verwerthen.

²⁾ Helmbold, Über die Berechnung des Abwindes hinter einem rechteckigen Tragflügel, Z. Flugtechn. Motorluftsch. Bd. 16 (1925) S. 291 und Bd. 18 (1927) S. 11.

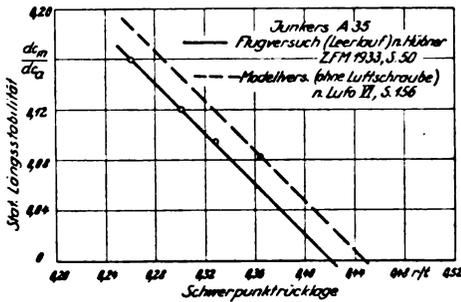


Abb. 2. Statische Längsstabilität beim Leerlauf-Flugversuch und beim Modellversuch ohne Luftschraube.

Man schreibt obige Gleichung zweckmäßig dimensionslos:

$$c_m = \frac{M}{F t q} = c_{m_0} - \left(\frac{r}{t} - \frac{1}{4} \right) c_a + c'_{n_H} (k \alpha - \sigma + \mu \beta_H) \frac{F_H l_H}{F t} \frac{q_H}{q} = 0.$$

Als Maß der statischen Stabilität erhält man nun:

$$\frac{\partial c_m}{\partial \alpha} = - \left(\frac{r}{t} - \frac{1}{4} \right) c'_a + c'_{n_H} k \frac{F_H l_H}{F t} \frac{q_H}{q} \left(\beta_H = \text{const} \right).$$

Im normalen Anstellwinkelbereich wählt man statt dessen oft:

$$\frac{\partial c_m}{\partial c_a} = - \left(\frac{r}{t} - \frac{1}{4} \right) + \frac{c'_{n_H} k}{c'_a} \frac{F_H l_H}{F t} \frac{q_H}{q}.$$

Eine gute Übersicht über die Stabilitätsverhältnisse eines Flugzeugs erhält man nun, wenn man den Wert $\partial c_m / \partial c_a$ über r/t aufträgt. Wie die Formel zeigt, müssen sich dabei, wenn $\partial c_m / \partial c_a$ und r/t in gleichem Maßstab aufgetragen werden, gerade Linien unter 45° ergeben. Es ist eines der wichtigsten Ergebnisse der Flugversuche von Hübner, daß diese Beziehung für alle untersuchten Flugzeuge erfüllt ist. Abb. 2 zeigt die Ergebnisse eines Flugversuchs (für Leerlauf) im Vergleich mit denen eines entsprechenden Modellversuchs (ohne Luftschraube). Die geringere Stabilität im Flugversuch rührt davon her, daß durch die leerlaufende Luftschraube der Staudruck am Leitwerk vermindert wird. Nach Flug.³⁾ und Modellversuchen⁴⁾ beträgt diese Verminderung ungefähr 10%. Setzt man in unserem Beispiel für den Modellversuch (ohne Luftschraube) $q_H/q = 1$ und für den Flugversuch (Leerlauf) $q_H/q = 0,9$, so wird der Unterschied der beiden Geraden recht genau wiedergegeben.

3. Stabilität bei Vollgas.

Was ändert sich nun an diesen Verhältnissen durch Einwirkung der Luftschraube bei Vollgas? Wir betrachten zunächst einmal das Ergebnis eines Flugversuchs (Abb. 3). Die Kurve für $\partial c_m / \partial c_a$ ist nach links verschoben, die Stabili-

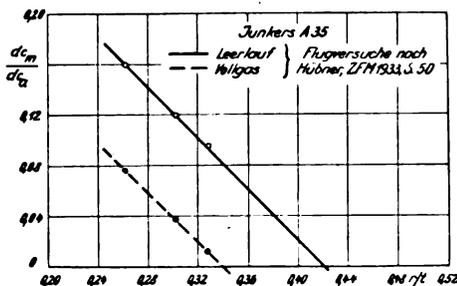


Abb. 3. Statische Längsstabilität beim Leerlauf und beim Vollgasflug.

¹⁾ H. Blenk, Flugversuche zur Bestimmung der statischen Längsstabilität, Luftf.-Forschg. Bd. 6 (1929) S. 151.

²⁾ V. P. Gorski, Untersuchung über den Einfluß des Rumpfes und der Tragfläche auf horizontale Schwanzflächen des Flugzeugs, Ber. 131 d. Zentralen Aero-hydrodynam. Instituts in Moskau, 1932.

³⁾ W. Hübner, Ergebnisse von Messungen der statischen Längsstabilität einiger Flugzeuge, Z. Flugtechn. Motorluftsch. Bd. 24 (1933) S. 47.

tät ist demnach im Vollgasflug geringer als im Leerlauf. Das gleiche Ergebnis hat Hübner⁵⁾ noch für vier andere Flugzeugmuster erhalten.

Bei diesen Versuchsergebnissen ist nun aber zu beachten, daß bei der Bildung von $\partial c_m / \partial c_a$ die Bedingung $v = \text{const}$ unbeachtet geblieben ist. Das hier aufgetragene $\partial c_m / \partial c_a$ ist also nicht der statischen Längsstabilität gleichzusetzen. Für den Leerlauf kann man dies zwar tun, weil die im Leerlauf auftretenden Momente (herrührend vom Flügel und vom Leitwerk) dem Staudruck proportional sind. Im Vollgasflug treten nun aber Momente hinzu (z. B. das unmittelbare Moment des Schraubenzugs), die in anderer Weise vom Staudruck abhängen. Man erhält

im Leerlauf:

$$M = c_{m_0} F t q + c_{n_H} F_H l_H q_H = 0$$

$$\frac{dM}{d\alpha} = \frac{\partial M}{\partial \alpha} + \frac{\partial M}{\partial v} \frac{dv}{d\alpha}$$

$$\frac{\partial M}{\partial v} \approx M = 0,$$

also $\frac{dM}{d\alpha} = \frac{\partial M}{\partial \alpha};$

im Vollgasflug:

$$M = c'_{m_0} F t q + c'_{n_H} F_H l_H q'_H + S \cdot a = 0$$

$$\frac{dM}{d\alpha} = \frac{\partial M}{\partial \alpha} + \frac{\partial M}{\partial v} \frac{dv}{d\alpha}$$

$$\frac{\partial M}{\partial v} \neq 0.$$

also $\frac{dM}{d\alpha} \neq \frac{\partial M}{\partial \alpha}.$

Der * deutet an, welche Größen besonders vom Schraubenstrahl beeinflusst werden.

Die Geschwindigkeit macht sich vor allem im Fortschrittsgrad λ der Luftschraube bemerkbar. In dimensionsloser Schreibweise kann man α und λ als die beiden Variablen betrachten. Nach van der Maas⁶⁾ ist

$$\left(\frac{\partial c_m}{\partial \alpha} \right)_{\lambda = \text{const}} > 0$$

$$\beta_H = \text{const}$$

ein Maß der statischen Längsstabilität, während

$$\left(\frac{\delta c_m}{\delta \alpha} \right) = \frac{\partial c_m}{\partial \alpha} + \frac{\partial c_m}{\partial \lambda} \frac{\delta \lambda}{\delta \alpha} > 0$$

die wichtigste dynamische Stabilitätsbedingung darstellt. (Das Zeichen δ wird hier für konstante Drosselstellung des Motors gebraucht.) Der bei Hübner aufgetragene $\partial c_m / \partial c_a$ entspricht im Vollgasflug diesem $\partial c_m / \partial \alpha$.

In der letzten Veröffentlichung von Hübner⁷⁾ wird der Einfluß des Fortschrittsgrades λ auf die Beizahlen des Auftriebs und des Längsmomentes untersucht. Dringend erforderlich ist eine sorgfältige Stabilitätsmessung im Fluge unter Verwendung einer Schubmeßnabe und entsprechende Windkanalversuche, und zwar für einen Tiefdecker und für einen Hochdecker.

Wir wollen uns nun überlegen, worin die Wirkungen der laufenden Luftschraube im einzelnen bestehen. Zunächst einmal liefert der Schraubenschub selbst ein Moment, wenn die Schraubenachse nicht zufällig gerade durch den Schwerpunkt des Flugzeugs führt. Da der Hebelarm aber fast immer klein ist, hat dieses Moment eine verhältnismäßig untergeordnete Bedeutung. Es erscheint aber trotzdem notwendig, bei einer genaueren Untersuchung auch dieses Moment in die Betrachtung einzubeziehen, da der Luftschraubeneinfluß offenbar aus mehreren kleinen Einflüssen sich zusammensetzt, die erst in ihrer Gesamtheit merklich werden. Für das unmittelbare Moment des Schraubenzugs kommt aber noch etwas hinzu, was, soweit bekannt, bisher

⁵⁾ van der Maas, Verlagen en Verhandelingen van den Rijks-Studiedienst voor de Luchvaart, Amsterdam, Deel V 1929.

⁷⁾ W. Hübner, Weitere Ergebnisse von Messungen der statischen Längsstabilität, Luftf.-Forschg. Bd. 11 (1934) S. 5.

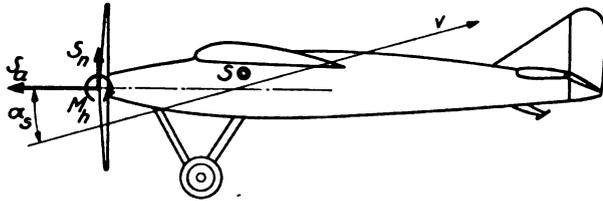


Abb. 4. Kräfte und Momente an der schräg angeblasenen Luftschaube.

noch niemals beobachtet worden ist. Eine schräg angeblasene Luftschaube liefert nicht nur einen Schub in ihrer Achsenrichtung, sondern auch eine Kraft senkrecht dazu, außerdem auch noch ein Moment um die Querachse. Abb. 4 zeigt die Definition der Kräfte und des Momentes in der Längsebene für eine schräg angeblasene Luftschaube (nach Flachsbart und Kröber, ZFM 1929, S. 605). Selbstverständlich ist die Normalkraft S_n nur klein gegen den Axialschub S_a . S_n wirkt aber an einem wesentlich größeren Hebelarm als S_a . Tatsächlich ist das Moment der Kraft S_n meist größer als das des Axialschubs. Die folgenden Abbildungen aus der Arbeit von Flachsbart und Kröber zeigen, daß sowohl S_n wie M_h mit α in positivem Sinne wachsen. Auch S_a wächst mit α . Im Falle des Hochdeckers (wie in Abb. 4) wirken also sämtliche Änderungen der Luftschaubenkräfte instabilisierend. Die Abb. 5, 6 und 7 zeigen die Beizahlen des Axialschubs, des Normalschubs und des Höhenmomentes, abhängig von α und λ , für eine Fahrt- und eine Hubschraube (nach Flachsbart und Kröber, a. a. O.). Die Beizahlen sind definiert durch:

$$k_{s_a} = \frac{100 S_a}{\rho \left(\frac{\omega D}{2}\right)^2 \frac{\pi D^2}{4}}$$

$$k_{s_n} = \frac{100 S_n}{\rho \left(\frac{\omega D}{2}\right)^2 \frac{\pi D^2}{4}}$$

$$k_h = \frac{M_h}{\rho \left(\frac{\omega D}{2}\right)^2 \frac{\pi D^2}{4} \frac{D}{2}}$$

In Abb. 8 wird für das Beispiel eines Hochdeckers gezeigt, wie groß der Einfluß des unmittelbaren Moments der Schraubenkraft werden kann. Die Zahlen für die Luft-

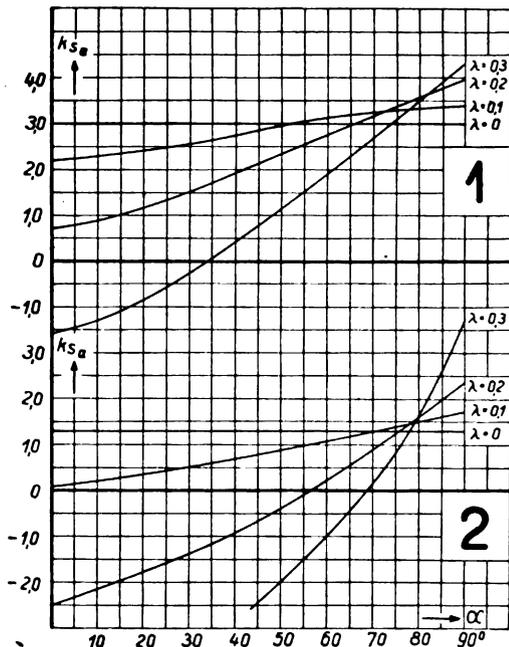


Abb. 5. Axialschub in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α .

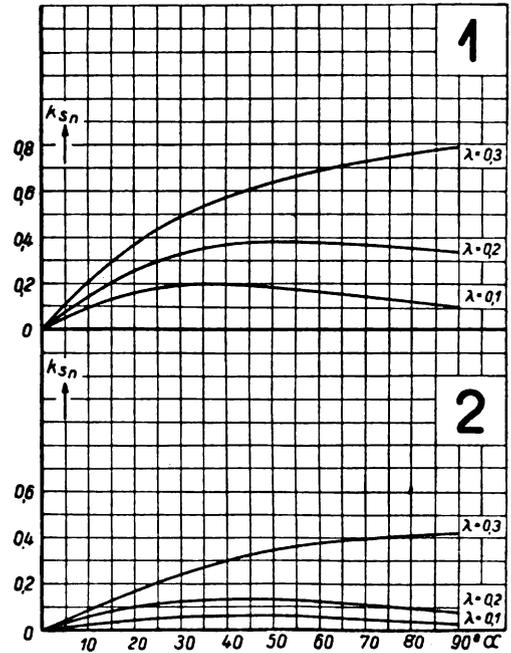


Abb. 6. Normalschub in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α .

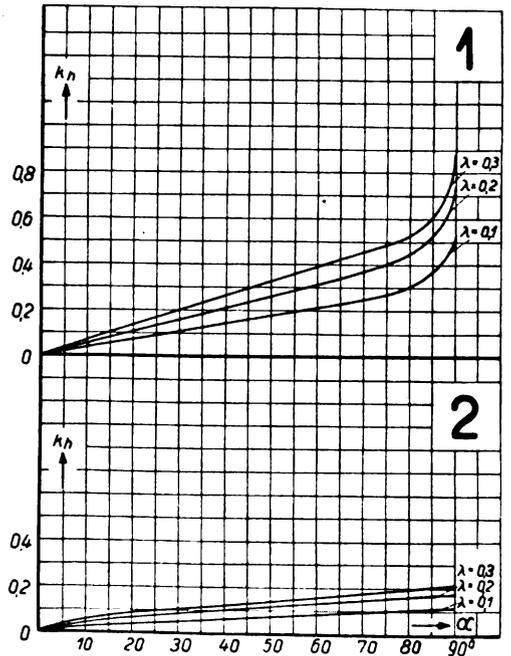


Abb. 7. Höhenmoment in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α .

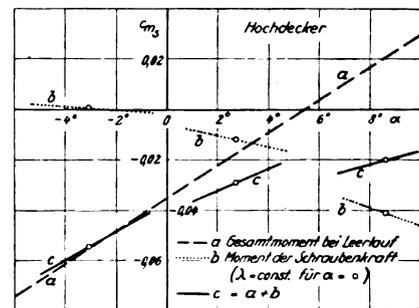


Abb. 8. Einfluß des Momentes der Schraubenkraft.

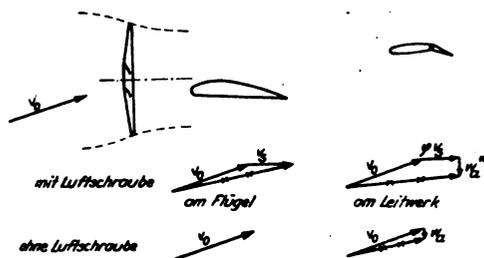


Abb. 9. Anströmverhältnisse am Flügel und am Leitwerk.

schraube entsprechen der Fahrtschraube 1 in den Abb. 5 bis 7. Man sieht, wie in diesem Falle die statische Längsstabilität ($\partial c_m / \partial \alpha$ für $\lambda = \text{const}$) mit wachsendem α immer stärker von der Stabilität bei Leerlauf abweicht. Das in Abb. 8 dargestellte Beispiel ist absichtlich extrem gewählt, um die Einflüsse deutlich werden zu lassen.

Zu dem unmittelbaren Einfluß der Schraubenkraft kommt nun aber noch ein Einfluß des Schraubenstrahls. Beim normalen einmotorigen Flugzeug trifft der Schraubenstrahl den mittleren Flügelteil und das Höhenleitwerk und bewirkt an beiden gewisse Änderungen der Kräfte und damit Änderungen des Momentenausgleichs und der Stabilität.

Wir betrachten zunächst einmal die Anströmungsverhältnisse am Flügel und am Leitwerk (Abb. 9). Dabei ist angenommen, daß die zusätzliche Geschwindigkeit v_s im Schraubenstrahl die Richtung der Schraubenachse beibehält. Genau genommen muß der Schraubenstrahl bei Schräganblasung der Schraube auch eine Abwärtskomponente aufweisen, die dem Normalschub entspricht. Man erhält damit am Flügel eine größere Geschwindigkeit und etwas kleineren Anstellwinkel. Ebenso auch am Höhenleitwerk, bei dem aber bereits eine Abbremsung des Schraubenstrahls wegen des Rumpfwiderstandes und die Vergrößerung des Abwindes zu berücksichtigen ist. Die Vergrößerung des Abwindes kommt dadurch zustande, daß der Schraubenstrahl im mittleren Flügelteil nicht nur die Geschwindigkeit, sondern auch die Zirkulation ändert. Abb. 10 zeigt schematisch, wie die Auftriebsverteilung längs der Spannweite des Tragflügels durch den Schraubenstrahl vermutlich beeinflusst wird. Eine Messung dieses Einflusses ist nicht bekannt. Wie der Schraubenstrahl die Polare des Tragflügels im ganzen beeinflusst, kann man aus den von H. Ebert⁹⁾ durchgeführten Flugversuchen mit der Schubmeßnabe entnehmen. Abb. 11 zeigt die verschiedenen Polaren des Flugzeugs Junkers A 35 nach den Flugversuchen von Ebert. Auf Grund dieser Flugmessungen hat Ebert den Versuch unternommen, die durch den Schraubenstrahl beeinflussten c_a - und c_w -Werte aus den entsprechenden unbeeinflussten Beizahlen theoretisch zu errechnen. Auf die besonderen Annahmen, die dazu gemacht werden müssen, und auf die Umrechnungsformeln, die sich dann ergeben, soll hier nicht weiter eingegangen werden. In der

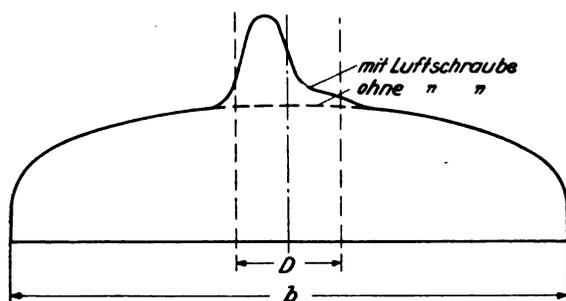


Abb. 10. Einfluß der laufenden Schraube auf die Auftriebsverteilung längs der Spannweite (schematische Skizze).

⁹⁾ H. Ebert, Über Flugversuche zur Messung der Flugzeugpolare und den Einfluß des Schraubenstrahls auf die c_a - und c_w -Werte, DVL-Jahrbuch 1932, S. II, 1.

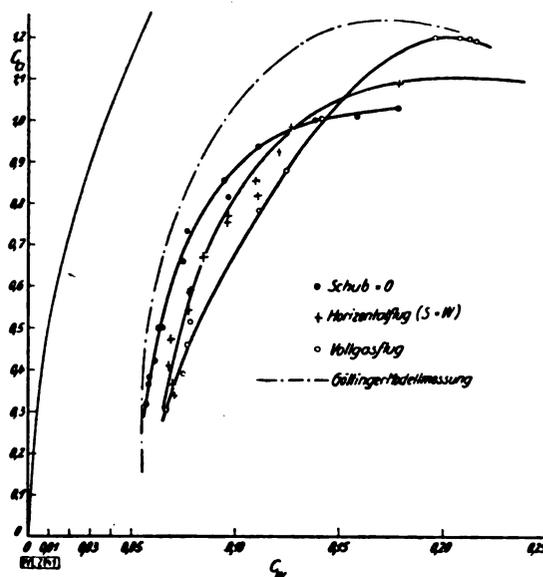


Abb. 11. Gleit- und Motorflugpolaren des Junkers A 35. Zum Vergleich eine Modellpolare.

nächsten Abbildung wird nur gezeigt, wie gut diese Umrechnung für die c_a -Kurve über α stimmt. Mit den Formeln von Ebert hat der Vortragende vor längerer Zeit einen Versuch unternommen, die Ergebnisse von Stabilitätsmessungen im Fluge mit der Theorie in Einklang zu bringen. Da über die Längsmomentenbeizahlen aus den Ebertschen Messungen nichts zu entnehmen ist, wurde angenommen, daß die c_m -Kurve über c_a durch den Schraubenstrahleinfluß ungeändert bleibt. Der Zuwachs an Zirkulation im mittleren Flügelteil wurde rechteckig über diesen Teil verteilt und der zusätzliche Abwind am Höhenleitwerk aus der Hufeisenformel errechnet und längs der Spannweite des Höhenleitwerks gemittelt. Bei dem Ansatz der zusätzlichen Geschwindigkeit im Schraubenstrahl am Leitwerk wurde berücksichtigt, daß die Leitwerksspannweite größer als der Schraubendurchmesser ist, so daß nur der mittlere Teil des Leitwerks vom Schraubenstrahl getroffen wird. Die ziemlich umständliche Rechnung kann im einzelnen nicht hier durchgeführt werden. Es soll hier nur das Ergebnis dieser Rechnung gezeigt werden (Abb. 13⁹⁾). Es ist hier jeweils der Höhenruderausschlag über dem Staudruck für verschiedene Drosselstel-

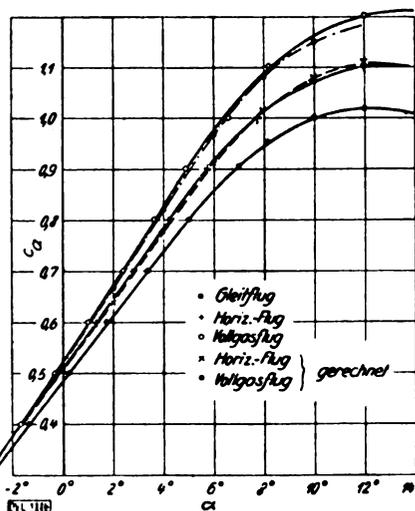


Abb. 12. Junkers A 35. c_a gemessen und gerechnet, in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α .

⁹⁾ Vgl. F. Seewald, Einige Probleme aus dem Arbeitsgebiet der Aerodynamischen Abteilung der DVL, DVL-Jahrbuch 1931, S. 1. (Abb. 13 ist in diesem Vortrag von Dr. Seewald zuerst gezeichnet worden.)

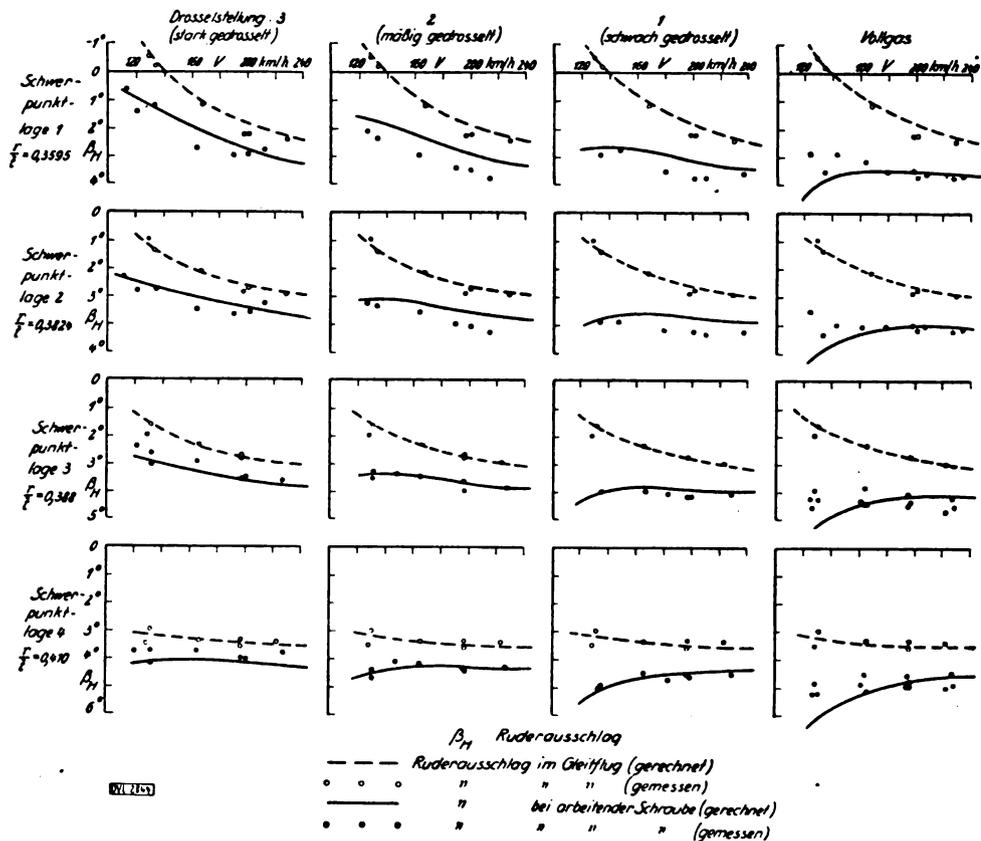


Abb. 13. Ruderlagen im Flug bei verschieden getrimmtem Flugzeug und bei verschieden großem Schraubenschub in Abhängigkeit vom Staudruck.

lungen des Motors und verschiedene Schwerpunktlagen aufgetragen. In jedem Einzelbild sind außerdem die zugehörigen Meßpunkte für Leerlauf angeben. Die für Leerlauf angegebenen Kurven sind aus den Meßpunkten gemittelt. Von diesen gemittelten Leerlaufkurven aus wurde auf die entsprechenden Motorflugverhältnisse umgerechnet. Man sieht, daß die Übereinstimmung im Mittel ganz gut ist. Größere Abweichungen treten nur bei kleinen Staudrücken auf. Dieses Bild berechtigte zu der Hoffnung, daß eine genügend genaue Vorausberechnung der Längsstabilität im Motorflug auf Grund der geschilderten Rechnung auch für andere Fälle möglich sei. In dieser Hoffnung sind wir aber bisher stets enttäuscht worden. Der Verfasser hat mehrmals versucht, durch verschiedenartige Annahmen die Unterschiede zwischen der Längsstabilität bei Leerlauf und bei Vollgas, wie sie sich aus den Flugversuchen von Hübner ergeben, theoretisch zu errechnen. Bisher ist diesen Versuchen aber kein voller Erfolg beschieden gewesen. Dies ist um so verwunderlicher, als die Stabilitätsverhältnisse auch im Motorflug durch eine ganz einfache Gerade über r/t wiedergegeben werden (Abb. 3).

4. Vorschläge für die weitere Forschung.

Faßt man kurz zusammen, so erscheinen folgende Untersuchungen als notwendig, um dem hier vorliegenden

Problem, dessen Lösung von der Luftfahrt-Industrie für sehr wichtig gehalten wird, energisch zu Leibe zu gehen:

1. Windkanalversuche über die Bewegung des Schraubenstrahls bei Schräganblasung und bei Anwesenheit von Tragflügel oder Rumpf.
2. Windkanalversuche über den Einfluß des Schraubenstrahls auf die Druckverteilung am Tragflügel, verbunden mit Messungen der Geschwindigkeit nach Größe und Richtung am Ort des Leitwerks.
3. Auswertung der vorhandenen Windkanalversuche an ganzen Flugzeugmodellen mit und ohne Luftschraube.
4. Flugversuche zur Bestimmung von Polare und Längsstabilität mit Meßnabe für einen Hochdecker und einen Tiefdecker.
5. Weiterentwicklung der Theorie unter Berücksichtigung aller bisher oft vernachlässigten «kleinen» Einflüsse (Hochlage des Schwerpunktes, Normalschub der Luftschraube usw.).

Es ist mit Sicherheit anzunehmen, daß die Durchführung dieser 5 Punkte die Klärung der Frage des Luftschraubeneinflusses auf die Längsstabilität ein beträchtliches Stück weiterbringen wird.

Das Trudeln von Flugzeugen.

Aussprache zum Vortrag Stephens
(Luftfahrtforschung Bd. 11 [1934] Nr. 5.)

An den Vortrag schloß sich eine Aussprache, in der aus den Reihen der Zuhörer eine Anzahl von Fragen gestellt wurden, die schriftlich niedergelegt und zusammen mit einigen noch später eingehenden Anfragen Herrn Stephens nach England zur Stellungnahme nachgeschickt wurden. Da sich der Eingang der Antwort verzögerte, weil Herr Stephens seine Tätigkeit von England nach den Vereinigten Staaten verlegt hatte, konnte der Abdruck der Aussprache nicht zusammen mit dem Vortrag selbst erfolgen, sondern mußte zurückgestellt werden und wird nun im folgenden nachgeholt.

Anfragen und Bemerkungen.

Prof. Dr.-Ing. Hoff, DVL, dankt zunächst Herrn Stephens im Namen der Anwesenden und weist darauf hin, daß man sich in Deutschland infolge fehlender Versuchsanordnungen darauf beschränken mußte, theoretisch zu arbeiten. Als Beispiel werden die entsprechenden Arbeiten von Prof. Dr. phil. Hopf, Prof. Dr. phil. Fuchs, Dr.-Ing. Wilh. Schmidt und der DVL angeführt.

Hptm. a. D. Schwarzenberger, DVL, gibt aus seinen persönlichen Erinnerungen Hinweise, wann etwa das Trudeln in der deutschen Fliegerei allgemein üblich wurde, und wann die ersten theoretischen Arbeiten für die systematische Erforschung der Flugzustände während des Trudelns eingesetzt haben.

Soweit bekannt, wurde das Trudeln an der Westfront Mitte des Jahres 1916 erstmalig beobachtet. Später, im Laufe des Jahres 1917 wurde das Trudeln häufig angewendet und von allen Jagdfliegern, die über ein fortgeschrittene Können verfügten, als durchaus übliche Flugfigur für bestimmte Zwecke angesehen.

Von seiten der Jagdflieger und von seiten der Konstrukteure ist eine Anregung auf eine besondere Untersuchung des Trudelns und der Eigenschaften des Flugzeuges bei dieser Bewegung bestimmt nicht ausgegangen. Dies ist darauf zurückzuführen, daß das Trudeln beabsichtigt mit Jagdflugzeugen ausgeführt wurde, die im Trudeln sehr angenehme Eigenschaften hatten und, vornehmlich die Albatros-D-Flugzeuge, bei Nullstellung der Ruder ohne weiteres in die normale Fluglage zurückgeführt werden konnten. Auch die späteren Fokker-Flugzeuge hatten Eigenschaften beim Trudeln, die besondere Anregung für die Untersuchung des »gefährlichen« Trudelns nicht geboten haben.

Jedoch hat Herr Basser, der während des Krieges Versuchs- und Einflieger bei den Rumpler-Werken war, bereits im Oktober/November 1916 in Gemeinschaft mit Oberleutnant z. See Tille an der Ostsee Trudelversuche gemacht, und zwar mit einem Rumpler-Flugzeug C 1, das auf Schwimmer gesetzt als Wasserflugzeug umgebaut war. Der Grund dazu war die Annahme, daß das genannte Flugzeug überhaupt nicht zum Trudeln zu bringen wäre. Das Gegenteil nachzuweisen gelang bei dieser Gelegenheit.

Unter der Voraussetzung, daß man für diese Flugfiguren die nötige Höhe hat, nahm man allgemein an, daß das Trudeln ein Flugzustand sei, der gegenüber dem Looping und einem Immelmann-Turn keine besonderen Schwierigkeiten böte.

Hptm. a. D. Schwarzenberger schildert dann ein persönliches Erlebnis aus dem September 1917, das damals die mit dem Trudeln zusammenhängenden ungeklärten Fragen klar erkennen ließ. Er flog versuchsweise eine Rumpler D 1 im Vergleichsflug mit dem bereits genannten Herrn Basser. Bei einem in der Kurve von unten her auf den voraus fliegenden Basser durchgeführten Angriff, wurde die Maschine überzogen und bekam im gleichen Augenblick noch eine Propellerböe, wodurch sie unbeabsichtigt ins Trudeln kam. Der Vorgang spielte sich in etwa 800 m Höhe ab. Trotzdem gedrückt und Seitenruder gegeben

wurde, was aus früheren eigenen Trudelversuchen als wirksames Mittel zum Herauskommen bekannt und geläufig war, gelang es damals nicht, den Rumpler D 1 aus seiner Trudelbewegung wieder herauszubringen. Zum Schluß wurde dann, etwa 100 m über dem Boden, noch das Letzte versucht und Vollgas gegeben, wobei die Maschine sich aufrichtete und normal gelandet werden konnte.

Bereits damals wurde das Nichtherausgehen aus dem Trudeln auf den zu kurzen stromlinienförmigen Rumpf zurückgeführt, der das Höhen- und Seitenruder durch Wirbelablösungen störte, und weiter darauf, daß der Rumpf wegen seiner Formgebung (annähernd runder Querschnitt) zu geringen Seitenwiderstand bot. Zwei Annahmen, die nach dem Stand unserer heutigen Erkenntnis nicht unrichtig sind.

Die hierüber mit den damaligen Herren der DVL geführte Rücksprache hat wahrscheinlich den Anstoß zu den Bemühungen gegeben, mit theoretischen Untersuchungen dem Trudelvorgang näherzukommen, der nach diesen Erfahrungen doch nicht so einfach war, wie er anfangs zu sein schien.

Die praktische Folgerung, die die Rumpler-Werke damals aus dem Vorgang zogen, war, daß sie den Rumpf verlängerten und das Seitenruder größer machten.

Dr. phil. Blenk, DVL, bezeichnet es für eine außerordentlich wichtige Erfahrung, daß die Modellversuche in einem vertikalen Windkanal trotz der kleinen Reynoldszahl, die nur $1/100$ derjenigen des Flugversuchs beträgt, so gut mit den Flugversuchen übereinstimmen. Man muß den Engländern für diese Erfahrungen dankbar sein. Sie werden allen anderen Ländern die Entscheidung über den Bau derartiger Kanäle erleichtern. Die seitliche Stabilität der trudelnden Modelle im Kanal ist Voraussetzung für erfolgreiche Versuche in einem Trudelkanal. Wichtig ist es für uns zu wissen, ob in England Erfahrungen darüber vorliegen, welche Gründe für diese Stabilitätsverhältnisse maßgebend sind. Es müssen gewisse Eigenschaften des Strahles vorhanden sein, die diese seitliche Stabilität hervorrufen.

Dr. Ing. Richter, DVL, weist zunächst darauf hin, daß der Anstellwinkel der Engländer, um den es sich hier stets handelt, der Winkel zwischen der Projektion der Bahnrichtung auf die Symmetrieebene des Flugzeuges und der x -Achse ist. Dieser Winkel ist also nicht mit dem FALU-Anstellwinkel (ξ gegen xy) zu verwechseln, sondern liegt in der Symmetrieebene. Ferner ist in Deutschland der Schiebewinkel τ der Winkel zwischen der y - und η -Achse, er liegt also in der xy -Ebene und stellt etwas anderes dar als der »Angle of Sideslip« β . Es ist eine Angelegenheit elementarer Mathematik, folgende Beziehungen zwischen diesen Winkeln aufzustellen:

$$\begin{aligned}\alpha_d &= \text{FALU-Anstellwinkel,} \\ \alpha_e &= \text{Anstellwinkel (englisch),} \\ \sin \beta &= \sin \tau \cos \alpha_d, \\ \operatorname{tg} \alpha_e &= \operatorname{tg} \alpha_d / \cos \tau, \text{ andererseits} \\ \operatorname{tg} \tau &= \operatorname{tg} \beta / \cos \alpha_e, \\ \sin \alpha_d &= \sin \alpha_e \cos \beta.\end{aligned}$$

Weiter bittet Dr. Richter um Stellungnahme zu der im Mai 1933 in der Zeitschrift »Aircraft Engineering« veröffentlichten Arbeit von Korvin-Kroukowsky. Dieser gibt folgende Formeln an, und zwar für ungestaffelte Doppeldecker:

$$\begin{aligned}(J_x - J_y) \omega_x \omega_y &= \lambda_1 (J_x - J_y) \\ \omega_x (dN/d\omega_x)_r &= \lambda_2 (a_1 l_1^2 + a_2 l_2^2)\end{aligned}$$

Der Index r bedeutet: »vom Rumpf her«. Dabei sind λ_1 und λ_2 unbekannte Faktoren, die aber nicht dimensionslos sind.

a_1 = nicht abgeschirmte Fläche vor dem Schwerpunkt,
 a_2 = nicht abgeschirmte Fläche hinter dem Schwerpunkt,

l_1 = Abstand von der Nase bis zum Schwerpunkt,
 l_2 = Abstand vom Schwanzende bis zum Schwerpunkt.

Korvin-Kroukowsky bildet nun den Ausdruck

$$Z = \lambda_2/\lambda_1 = \frac{J_x - J_y}{a_1 l_1^2 + a_2 l_2^2},$$

indem er die beiden obigen Ausdrücke gleichsetzt, und trägt Z für die vier Fälle kritischen Trudeln des O2E-4-Flugzeugs nach Versuchen von H. A. Sutton (ACJC Vol. 613, 1927) über der zugehörigen Schwerpunktlage P auf. Damit glaubt er die Trennungslinie zwischen kritischem und ungefährlichem Trudeln gefunden zu haben, und zwar stellt er diese dar durch die Gleichung

$$k = Z + 1,3 P = 0,46.$$

Dies gilt für ungestaffelte Doppeldecker, wie z. B. den O2E-4, nach seiner Ansicht allgemein.

An dieser Allgemeingültigkeit muß man aus verschiedenen Gründen Zweifel hegen. Vor allem aber scheint die Formel bedenklich zu sein, die H. A. Sutton im weiteren Verlauf seiner Betrachtungen für den Eindecker gewinnen zu müssen glaubt, nämlich

$$c = \frac{1,6 a_1 l_1^{0,5} + a_2 l_2^{0,5}}{F (b/2)^{0,5}} = 0,113.$$

Denn in dieser Formel ist von Trägheitsmomenten keine Rede. Da wir uns in Deutschland vorwiegend auf den Bau von Eindeckern eingestellt haben, wäre eine schärfere Untersuchung in dieser Richtung uns sehr erwünscht.

Mit Hilfe der Größen k und c gewinnt Korvin-Kroukowsky — was er allerdings in den Einzelheiten nicht beschreibt — einen Zahlenwert K , der für beliebig gestaffelte Doppeldecker gültig sein soll. Er rechnet diesen Wert für eine Anzahl Flugzeuge aus und gibt an, daß K kleiner als 1,0 gefährlich ist, K größer als 1,4 ungefährliches Trudeln bedeute. Ein solcher »Trudel-Koeffizient« ist an sich von großem Interesse, und die von Korvin-Kroukowsky errechneten Werte für K scheinen auch seinen Überlegungen Recht zu geben, jedoch ist der Gang der Rechnung schwer zu verfolgen.

Eine Stellungnahme zu der Arbeit von Korvin-Kroukowsky wäre sehr zu begrüßen.

Eine weitere Frage, deren Beantwortung besonders interessiert, ist die nach dem Sichtbarmachen der Strömung mit Hilfe von Rauch (Zinnchlorid, Titan-tetrachlorid). Die Strömung um das Leitwerk beim Trudeln wurde in Amerika (NACA-T. N. 421) untersucht, englische Arbeiten speziell hierüber sind nicht bekannt geworden, obwohl eine ganze Reihe bemerkenswerter Arbeiten über das Sichtbarmachen der Strömung durch Rauch erschienen ist. Ist die Methode in England weiter ausgebaut worden?

Dr. phil. A. Kupper, DVL, stellt die Frage, ob für die praktische Erprobung von Flugzeugen irgendeine Art Reservesteuer zum Herauskommen aus dem Trudeln versucht worden ist. Man könnte z. B. am Rumpfe eines flach trudelnden Flugzeuges einen Fallschirm öffnen, dessen Luftkraft kopflastige Momente und solche entgegen der Drehung um die Hochachse liefert. Nach Eintreten der gewünschten Wirkung wäre der Fallschirm durch einen zweiten Bedienungsgriff vom Flugzeug zu lösen.

Auch für Momente um die Hochachse könnte dergleichen versucht werden. Die Erfolgsaussicht ist hierbei sogar noch größer. Wahrscheinlich käme man mit einem recht kleinen Fallschirm aus: Flächeninhalt nur von der Größenordnung der Seitenleitwerksfläche. Am Flügelende wären geringere Komplikationen zu befürchten als am Rumpfe. Strömungstechnisch einwandfreie Unterbringung des verpackten Fallschirmes ließe sich hier ohne Gefahr des Hängenbleibens des geöffneten Schirmes erreichen.

Prof. Dr.-Ing. Pröll, T. H. Hannover, wünscht Auskunft darüber, ob der Dreifach-Winkelgeschwindigkeitschreiber sich tatsächlich so gut bewährt, wie es im Vortrag angegeben wurde, und ob er elektrisch oder durch Druckluft angetrieben wird.

Dr.-Ing. Pleines, DVL, äußert sich zur Bestimmung der Trägheitsmomente. Im Trudelfilm wird gezeigt, wie die Trägheitsmomente für Windkanalmodelle bestimmt werden. Diese Versuche sind bei Aufhängung des Modells im Unterdruckraum vorgenommen worden. Wir verdanken den Engländern den Hinweis, daß bei dieser Bestimmung der Einfluß der mitschwingenden Luftmassen ausschlaggebend ist. In England werden die Versuche im Unterdruckraum bei verschiedenen Luftdichten vorgenommen und durch Auftragung dieser Versuchsergebnisse wird dann das wirkliche Trägheitsmoment ohne Einfluß schwingender Luftmassen ermittelt. In der DVL sind ähnliche Versuche mit kleinen und großen Modellen gemacht worden. Modellrahmen sind einmal mit und einmal ohne Stoffbespannung in Schwingungen gesetzt worden. Es ist interessant, daß die Ergebnisse mit den englischen Versuchen in guter Übereinstimmung stehen. Dieses Problem ist sehr alt. *Ing. Mathias* und *Prof. Dipl.-Ing. Focke* haben auf die Tatsache hingewiesen, daß vor 100 Jahren ein deutscher Physiker (Bessel) sich bereits damit beschäftigt hat, die Trägheitsmomente unter Berücksichtigung des Lufteinflusses zu ermitteln.

Bezüglich des Einflusses von Schlitzflügeln auf das Verhalten eines Flugzeuges beim Trudeln sei auf die Arbeit von *Irvin* hingewiesen. Das Ergebnis dieser Versuche, die vor etwa einem Jahr durchgeführt wurden, ist auch heute noch gültig. Mit Schlitzflügeln ausgerüstete Flugzeuge, die leicht flach trudeln, werden unter Einwirkung des Schlitzflügels noch flacher trudeln. Ein steiltrudelndes Flugzeug wird, wenn es mit Schlitzflügeln ausgerüstet ist, noch steiler trudeln. Es besteht also die Hoffnung, daß der Anwendung von Schlitzflügeln nichts im Wege steht, weil das Bestreben dahin geht, das Flachtrudeln ganz und gar zu vermeiden.

Flugzeugführer Knoetzsch, DVL, ist auf Grund seiner Erfahrungen bei Versuchsflügen an der Beantwortung der Frage interessiert, inwieweit die Trudeleigenschaften eines Flugzeuges abhängig von der Luftdichte sind und welchen Einfluß die Schwerpunktlage auf den Trudelvorgang ausübt. Um ein flach trudelndes Flugzeug aus dem Trudeln herauszubringen, wurden bei der DVL Versuche mit Abwurf von Ballast gemacht. Der Anlaß dazu wurde dadurch gegeben, daß ein flach trudelndes Flugzeug, aus dem der Führer mittels Fallschirm abgesprungen war, daraufhin aus dem flachen Trudeln herauskam. Bei den auf Grund dieses Vorganges gemachten Versuchen, wurde Ballast im Gewicht von 75 kg abgeworfen. Auch in diesem Falle kam das Flugzeug wieder in die Normallage. Dieses Gewicht wird man kaum auf Flugzeuge anderer Größenordnungen anwenden können. Eine Mitteilung darüber wäre wertvoll, ob Unterlagen über das Moment vorhanden sind, das hervorgerufen werden muß, um ein Flugzeug aus dem flachen Trudeln herauszubekommen.

Die Bucker Flugzeugbau G. m. b. H. befaßt sich in einem schriftlich eingegangenen Diskussionsbeitrag mit der in Abb. 12 gegebenen Gegenüberstellung von Momentenbeiwerten bei verschiedenen Rumpffquerschnitten. Die mit H bezeichnete Form (Rechteck mit runder Oberseite) weist hier einen auffallend schlechten Wert auf. Es wäre interessant zu wissen, ob evtl. andere Erfahrungen vorliegen und ob nicht möglicherweise der in die Abbildung eingepunktete, für diesen Querschnitt etwas anders ausgebildete Grundriß, jedenfalls teilweise, zu dem schlechten Ergebnis beigetragen haben kann.

Dipl.-Ing. Th. Schröder, bittet ebenfalls schriftlich um die Beantwortung der Frage, welche Forderungen an die Trudelsicherheit der englischen Flugzeuge gestellt werden.

Aus dem Vortrage ist zu entnehmen, daß nach dem Ruderlegen im Trudeln bei der großen Ausführung eine Zeit von 8 s bis zum Herauskommen als ausreichend angesehen wird. Dies würde einem Nachdrehen des Flugzeuges nach Ruderlegung von 3 bis 4 Umdrehungen entsprechen. Diese Forderungen erscheinen wenig scharf.

Genauere Angaben, wie beim Vor- und Nachfliegen englischer Flugzeuge die Forderungen gestellt werden, wären von Interesse.

Weiter interessiert die Frage, ob auch in England ein Fall bekannt geworden ist, wo ein Flugzeug, dessen Trudleigenschaften im allgemeinen in Ordnung waren, gelegentlich eine sonst wenig beobachtete Form des Trudeln zeigte, insbesondere, ob in England ein Fall bekannt ist, wo ein Flugzeug mit ungefähr lotrecht stehender Längsachse sehr schnelle Trudelbewegungen gezeigt hat, wobei die Drehung ungefähr um die Längsachse des Flugzeuges erfolgte. Der Fall trat bei einem Flugzeug auf, das nach den von Herrn Stephens gemachten Angaben eigentlich als gutmütig im Trudeln anzusehen ist; es hat nämlich einen im Heck hohen und schmalen, d. h. stark kielenden Rumpf.

Der beschriebene Zustand trat zweimal für den Führer überraschend auf bei dem Versuch, durch scharfes Gegenrudern bei angezogenem Knüppel Trudelwechsel herbeizuführen. Im einen Fall führte es beinahe zur Katastrophe, da das Flugzeug aus 2000 m Höhe bis auf 100 m Höhe durchtrudelte und erst knapp über dem Boden wieder gefangen wurde.

Dipl.-Ing. Udung, DVL, hält durch Versuche belegte Hinweise des Vortrages, wie ein Flugzeug zu gestalten ist, damit sein Trudeln ungefährlich wird, sofern genügende Flughöhe zu Beginn des Trudeln zur Verfügung steht, für außerordentlich wichtig. Die Unfallstatistik zeigt, daß ein großer vH-Satz der Unfälle auf unfreiwilliges Trudeln überwiegt in Verbindung mit zu geringer Flughöhe zurückzuführen ist. Mit Rücksicht auf die Sicherheit muß deshalb mit allen Mitteln angestrebt werden, daß ein unfreiwilliges Trudeln nicht auftreten kann.

Das hier auftretende Problem ist das Problem der Querstabilität und die Ruderwirkung im überzogenen Flug. Es sind verschiedene Mittel bekannt, deren Anwendung nachweislich eine Besserung bringt (Spaltflügel, Unterbrecher, Größe und Lage des Leitwerks usw.). Es wäre jedoch interessant zu erfahren, ob im Verlauf der vom Vortragenden geschilderten Untersuchungen sich irgendwelche neuen Gesichtspunkte ergaben, deren Berücksichtigung die Frage der Verhinderung des unfreiwilligen Trudeln ihrer Lösung näherbringen würde.

Ferner kommt es immer wieder vor, daß Flugzeuge, die sich im Trudeln bei den Prüfungen einwandfrei verhielten, im praktischen Betrieb ohne erkennbaren Grund gefährliche Trudleigenschaften, z. B. flaches Trudeln, zeigen, was oft zu schweren Unfällen führt. Dieses gefährliche Trudeln tritt meistens unfreiwillig auf. Auf dieses verschiedenartige Verhalten der Flugzeuge im Trudeln ist zweifellos die Art der Trudleinleitung nicht ohne Einfluß. Die Erfahrung scheint darauf hinzuweisen, daß gerade beim unfreiwilligen Trudeln die gefährlichsten Trudelzustände erreicht werden. Man wäre Herrn Stephens zu Dank verpflichtet, wenn er sich auf Grund seiner Erfahrungen über den Einfluß der Trudleinleitung auf die Art des Trudeln äußern würde.

Stellungnahme von Herrn Stephens.

In seiner Erwidern dankt Herr Stephens zunächst Herrn Schwarzenberger, für seine aufschlußreichen Ausführungen über die ersten Schwierigkeiten beim Trudeln in Deutschland und geht dann auf die Frage von Herrn Blenk ein. Die Tatsache, daß die Modelle nicht an die Wand des Trudelkanals gelangen, ist auf zweierlei Einflüsse zurückzuführen; der eine ist die Verdichtung des Luftstroms in der Mitte eines geradlinigen Kanals durch die sich verstärkende Grenzschicht. Diese Wirkung der Grenzschicht wird durch die Netze vergrößert, welche an den Wänden des Kanals ausgespannt sind. Man muß sich darüber klar sein, daß ein konvergenter Luftstrom einen Geschwindigkeitsgradienten längs der Kanalachse bedingt, und daß das Modell infolgedessen nur an einer je nach der Windgeschwindigkeit verschiedenen Stelle der Kanalachse im Gleichgewicht, und zwar im labilen Gleichgewicht, ist. Der Kanal von Farnborough zeigt das sehr deutlich, denn man muß fortwährend

die Windgeschwindigkeit regulieren, um das Modell in gleicher Höhe zu halten. Es scheint demnach, daß die seitliche Stabilität des Modells nur auf Kosten der Stabilität in Richtung der Vertikalen aufrechterhalten werden kann. Diese Schlußfolgerung wurde durch Versuche in einem divergenten Modellkanal überprüft. Es zeigte sich jedoch noch ein zweiter stabilisierender Einfluß, herrührend von der Rückwirkung des Modells auf die Wand. Er ist wahrscheinlich nur dann bemerkbar, wenn das Modell weit von der Achse des Kanals entfernt ist. Das Modell bleibt nämlich in dem erwähnten divergenten Kanal niemals in Kanalmitte, doch findet es bisweilen eine Gleichgewichtslage in der Nähe der Wand.

Der Hinweis von Herrn Richter auf die Unterschiede in der Bezeichnungweise der Engländer und der Deutschen ist von besonderer Wichtigkeit für das Studium deutscher und englischer Literatur. Bezüglich der von Herrn Korvin-Kroukowsky gemachten Annahmen ist man auch in England ganz seiner Meinung, wo seine Arbeit niemals ernst genommen worden ist. Zunächst ist es klar, daß seine Formel den Rumpfquerschnitt unberücksichtigt läßt, dessen Einfluß, wie gezeigt wurde, von größter Bedeutung ist. Zweitens bestehen Erfahrungen darüber, daß Eindecker bezüglich der Massenverteilung längs des Rumpfes besonders empfindlich sind. Keine Formel, welche die Trägheitsmomente vernachlässigt, kann als verlässlich angesehen werden. Kurz gesagt, Herr Korvin-Kroukowsky hat das Problem allzusehr vereinfacht. Es wird kaum möglich sein, ein verlässliches Kriterium für befriedigende Trudleigenschaften anzugeben, bevor nicht ein viel umfassenderes Material an aerodynamischen Daten gewonnen ist. — In England wurden zur Untersuchung der Strömung an trudelnden Flugzeugen bisweilen Fäden benutzt, jedoch noch kein Rauch. Voraussichtlich wird man aber mit Rauch wertvolle Aufschlüsse erhalten können.

Herr Kupper empfiehlt den Gebrauch kleiner Fallschirme, um sich bei Trudelversuchen aus einer gefährlichen Lage zu befreien. In England hat man versucht, ein Giermoment durch Auslösen eines Fallschirmes an der Flügelspitze eines Doppeldeckers im flachen Trudeln hervorzurufen, doch waren die Ergebnisse entmutigend. Man wird kaum einen Fallschirm von derartiger Größe anbringen können, daß ausreichende Wirkung erzielt wird, wenn man nicht durch besondere Vorkehrungen die Festigkeit erhöht. Mit einem Fallschirm am Rumpfe sind in England, soweit bekannt, keine Versuche gemacht worden. Es ist jedoch unwahrscheinlich, daß er mehr Erfolg bringt als ein solcher an der Flügelspitze, da das Giermoment kleiner und das Kippmoment von fragwürdigem Wert sein würde. Doch kann man einen solchen Kunstgriff in ganz bestimmten Fällen anwenden, nämlich dort, wo die Versuche im Trudelkanal zeigen, daß der Spielraum für Sicherheit klein ist.

Herrn Prof. Pröll ist zu erwidern, daß die für die Flugversuche benutzten Instrumente im RAE entwickelt und gebaut und daß sie in den ARC R. a. M. von Zeit zu Zeit beschrieben worden sind. Die Kreisel des Dreiaxsen-Winkelgeschwindigkeitsschreibers werden elektrisch angetrieben, da es wesentlich ist, daß sie mit konstanter Geschwindigkeit laufen.

Flugzeugführer Knoetzsch fragt, ob sich die Trudleigenschaften eines Flugzeuges mit der Luftdichte ändern. Diese Frage wurde im Freitrudelkanal dadurch untersucht, daß das Gewicht der Modelle und entsprechend die Trägheitsmomente vergrößert wurden. Bei mehreren Entwürfen ergab sich, daß sie nach den Windkanalversuchen in niedriger Höhe leichter herauskommen müßten; das stimmt mit den Beobachtungen einer Anzahl von Flugzeugführern überein. Theoretisch läßt sich jedoch nicht begründen, warum Flugzeuge in größerer Höhe schwieriger aus dem Trudeln herauskommen sollen, in einzelnen Fällen müßte es sogar umgekehrt sein.

Bei Trudelversuchen ist es allgemein gebräuchlich, abwerfbaren Ballast mitzunehmen. Der günstige Einfluß des Ballastabwurfes ist nicht durch die Verringerung des Flug-

gewichtetes, sondern durch die Verlagerung des Schwerpunktes und die hervorgerufene Änderung der Massenverteilung (Trägheitsmomente) bedingt.

Die *Bücker G. m. b. H.* meint, daß das ungenügende Dämpfungsmoment eines Rumpfes mit flachem Boden und angerundeter Oberseite auch durch das ungünstige Profil des untersuchten Rumpfes verursacht sein kann. Es ist jedoch keineswegs erwiesen, daß die Profilierung des Rumpfes auf die vorgetragenen Ergebnisse einen so entscheidenden Einfluß hat, daß ihre Bedeutung hierdurch wesentlich herabgesetzt werden kann. Es müssen natürlich Versuche an einer großen Zahl von Rümpfen gemacht werden, wobei sowohl das Profil als auch der Rumpfquerschnitt systematisch verändert werden muß.

Herr *Schöder* ist der richtigen Ansicht, daß man ein Herauskommen, welches eine Zeit von 8 s erfordert, nicht als befriedigend ansehen kann. Es ist eine Tatsache, daß die Mehrzahl der britischen Flugzeuge aus einem vollentwickelten Trudelflug in weniger als 5 s herauskommt. — Seine zweite Frage betrifft die Schwierigkeit des Herauskommens aus einem schnellen, steilen Trudeln. Diese Schwierigkeit ist auch in England bei gewissen Flugzeugmustern aufgetreten, besonders bei stark gestaffelten Doppeldeckern, bei denen das Trägheitsmoment um die Querachse dasjenige um die Längsachse überwog (Massen im Rumpf). In allen Fällen jedoch war befriedigendes Herauskommen möglich, wenn der Knüppel bis zur Beendigung der Drehbewegung stark gezogen wurde.

Herr *Uding* hat als wichtiges Problem, das heute die Wissenschaftler beschäftigen muß, die Verhinderung

des unfreiwilligen Trudeln genannt. Behelfsmittel, um die Stabilität und Ruderwirkung im überzogenen Flug zu verbessern, sind natürlich in England wie auch in anderen Ländern entwickelt worden, doch scheint keine Aussicht auf eine baldige restlos befriedigende Lösung zu bestehen.

Die Frage, ob die Art des Hineingehens ins Trudeln nicht einen Einfluß auf den endgültigen Zustand habe, ist ein Punkt, über den die Fachleute verschiedener Meinung sind, doch geht erfahrungsgemäß ein normales Flugzeug ohne Schlitzflügel nach spätestens 8 Umdrehungen in jedem Fall in denselben endgültigen Trudelzustand über. Die Art des Hineingehens mag die Eigenschaften der ersten Umdrehungen beeinflussen, doch kann sie keinen Einfluß auf die endgültigen Bedingungen des Gleichgewichts haben. In einigen Fällen fand man indessen, daß ein Flugzeug zwei oder mehrere Gleichgewichtslagen bei der gleichen Massenverteilung und Rudelage einnehmen konnte, daß jedoch eine bestimmte von diesen Gleichgewichtslagen nicht zu erzwingen war. Das wurde auch im Trudelkanal beobachtet, wobei der stationäre Zustand gewöhnlich von der Lage des Modells im Augenblick des Loslassens abhängig war. Es läßt sich theoretisch leicht zeigen, daß Flugzeuge mit Schlitzflügeln fähig sein müssen, zwei Trudelarten auszuführen, wovon die eine steiler und die andere flacher ist als diejenige des gleichen Flugzeuges ohne Schlitzflügel. Neuerdings hat sich dies sowohl durch Modell- als auch durch Flugversuche bestätigen lassen.

MAR 12 1935

LUFTFAHRT- FORSCHUNG

Mit Beiträgen der nachstehenden Institute:

Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, E.V., Berlin-Adlershof • Aerodynamische Versuchsanstalt beim Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung, Göttingen • Aerodynamisches Institut der Technischen Hochschule Aachen • Aerodynamisches Institut an der Technischen Hochschule Darmstadt • Institut für Aerodynamik und Flugtechnik der Technischen Hochschule Hannover • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Stuttgart • Forschungsinstitut für Kraftfahrwesen und Fahrzeugmotore an der Technischen Hochschule Stuttgart • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Berlin • Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug, Flugplatz Griesheim b. Darmstadt • Professor Dr.-Ing. Flügel u. a.

Herausgegeben von der
**Zentrale für technisch-wissenschaftliches Berichtswesen
über Luftfahrtforschung (ZWB)**



INHALT:

Formeln und Berechnungsverfahren für die Festigkeit von Platten- und Schalenkonstruktionen im Flugzeugbau. Von O. S. Heck und H. Ebner Seite 211

Die Druckfestigkeit verstellter zylindrischer Schalen. Von Dji-Djüan Dschou Seite 223

Zusammenstellung von konstruktiven Einzelheiten ausgeführter Glattblechschalenrumpfe des Auslandes. H. Winter und E. Hoffmann Seite 235

Mit dieser Lieferung schließt der 11. Band; sie enthält den Bandtitel und das Inhaltsverzeichnis

VERLAG VON R. OLDENBOURG, MÜNCHEN-BERLIN

Luftfahrt-Forschung

Jährlich erscheint ein Band (bestehend aus 8 Hefen) zum Preise von RM. 16.—. Bestellungen können bei jeder Buchhandlung oder beim Verlag aufgegeben werden.

R. Oldenbourg · München 1 und Berlin

EINE WERTVOLLE ERGÄNZUNG
ZUR „LUFTFAHRT-FORSCHUNG“
STELLT DIE ZEITSCHRIFT

DEUTSCHE LUFTWACHT

AUSGABE: LUFTWISSEN

dar. Die Zeitschrift ist zu beziehen vom Verlag E. S. Mittler & Sohn, Berlin SW 68, vom Verlag R. Oldenbourg, München 1, sowie durch alle Buchhandlungen.

— PREIS DES JAHRGANGS

im Inland RM. 12.-

im Ausland RM. 18.-

Verlangen Sie

unverbindlich ein Angebot über den günstigen Bezug von „Luftfahrt-Forschung“ Bd. I—10. Preisermäßigung und Ratenzahlung bei Bezug aller Bände.

FESTIGKEIT DES FLUGWERKS

I.

Die mittragende Breite. Von W. Metzger. — Über die mittragende Breite. Von A. B. Miller. — Biegungs- und Torsionssteifigkeit des freitragenden Flügels. Von Stefan von Fákla. 40 Seiten. 89 Abbildungen, 8 Zahlentafeln. 1929. M. 7.40 = **Luftfahrtforschung IV/1**

Zur Berechnung räumlicher Fachwerke im Flugzeugbau. (Flechtwerke mit überzähligen rechteckigen Querwänden.) Von Hans Ebner. — Ermittlung der Stabkräfte im Flugzeug-Fachwerk-Rumpf. (Das Verfahren der Wandstab-Komponenten zur Berechnung räumlicher Systeme.) Von Edgar Seydel. 78 Seiten, 75 Abbildungen, 44 Zahlentafeln. 1929. M. 14.85 = **Luftfahrtforschung V/2**

Beitrag zur Frage des Ausbeulens von versteiften Platten bei Schubbeanspruchung. Von Edgar Seydel. 20 Seiten, 15 Abbildungen, 2 Zahlentafeln. 1930. M. 3.75 = **Luftfahrtforschung VIII/3**

FESTIGKEIT DES FLUGWERKS

II.

Die Verdrehsteifigkeit und Verdrehfestigkeit von Flugzeugbauteilen. Von Heinr. Hertel. 56 Seiten, 134 Abbildungen, 22 Zahlentafeln. 1931. M. 10.35 = **Luftfahrtforschung IX/1**

Zur Berechnung auf Knickbiegung beanspruchter Flugzeugholme. Von A. Teichmann. 50 Seiten, 47 Abbildungen, 27 Formeltafeln, 7 Zahlentafeln. 1932. M. 9.40 = **Luftfahrtforschung IX/3**

Die Entwicklung der Festigkeitsvorschriften für Flugzeuge von den Anfängen der Flugtechnik bis zur Gegenwart. Von H. G. Kübner und K. Thalau. 54 Seiten, 47 Abbildungen, 39 Zahlentafeln. 1932. M. 10.— = **Luftfahrtforschung X/1**

Stoßartige Knickbeanspruchung schlanker Stäbe im elastischen Bereich bei beiderseits gelenkiger Lagerung. Von Carel Koning und Josef Taub. — Stoßartige Knickbeanspruchung schlanker Stäbe im elastischen Bereich. Von Josef Taub. — Entwicklung der Festigkeitsvorschriften für Flugzeuge. 32 Seiten, 28 Abbildungen, 6 Zahlentafeln. 1933. M. 6.— = **Luftfahrtforschung X/2**

R. OLDENBOURG · MÜNCHEN 1 UND BERLIN

Formeln und Berechnungsverfahren für die Festigkeit von Platten- und Schalenkonstruktionen im Flugzeugbau.

Von O. S. Heck und H. Ebner.

Bericht 34/01 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V., Berlin-Adlershof.

Unter den Flugzeugbauweisen ist in neuerer Zeit die Schalenbauweise, bei der die Blechbeplankung von Rumpf- und Flügelkonstruktionen mit zur Kraftübertragung herangezogen wird, immer mehr in den Vordergrund getreten. Während es bei den Schalenproblemen anderer Gebiete z. B. der Baustatik oft nur auf die Berechnung der Spannungen ankommt, besitzt im Flugzeugbau die Frage der Stabilität besondere Bedeutung. Dem Konstrukteur stehen zwar zahlreiche theoretische und versuchsmäßige Einzelarbeiten über viele Probleme der Schalenfestigkeit zur Verfügung, doch hat sich ein Bedürfnis nach einer gedrängten Zusammenfassung der für ihn unmittelbar verwertbaren Ergebnisse geltend gemacht. Die folgende Arbeit von Heck und Ebner enthält eine Zusammenstellung bisher veröffentlichter einfacher Formeln und Berechnungsverfahren zur Bestimmung der Stabilität und Festigkeit mit dünnem Blech beplankter Konstruktionen im Flugzeugbau, während die anderen Arbeiten dieses Heftes Einzelprobleme der Schalenfestigkeit und konstruktive Fragen behandeln.

Gliederung.

- I. Einleitung.
- II. Festigkeit rechteckiger Platten.
 1. Isotrope Platten.
 - a) Beanspruchung auf Druck.
 - b) Beanspruchung auf Schub.
 - c) Zusammengesetzte Beanspruchung.
 2. Orthotrope Platten.
 - a) Beanspruchung auf Druck.
 - b) Beanspruchung auf Schub.
 3. Platten mit Versteifungen.
 - a) Beanspruchung auf Druck.
 - b) Beanspruchung auf Schub.
- III. Festigkeit kreiszylindrischer Teilschalen.
 1. Isotrope Teilschalen.
 - a) Beanspruchung auf axialen Druck.
 - b) Beanspruchung auf Schub.
 2. Teilschalen mit Versteifungen.
 - a) Beanspruchung auf axialen Druck.
- IV. Festigkeit kreiszylindrischer Vollschalen.
 1. Isotrope Vollschalen.
 - a) Beanspruchung auf axialen Druck.
 - b) Beanspruchung auf Biegung.
 - c) Beanspruchung auf Drillung.
 - d) Zusammengesetzte Beanspruchung auf axialen Druck und auf Drillung.
 2. Orthotrope Vollschalen.
 - a) Zusammengesetzte Beanspruchung auf axialen Druck und radialen Außendruck. Beanspruchung auf Drillung.
 3. Vollschalen mit Versteifungen.
 - a) Näherungsrechnung bei Drillung.
- V. Zusammenfassung.

I. Einleitung.

Zweck des vorliegenden Berichtes ist es, zur Zeit vorhandene einfache Formeln und Berechnungsverfahren zur Bestimmung der Festigkeit dünnwandiger Konstruktionen (Platten- und Schalenkonstruktionen), welche im Flugzeugbau wachsende Bedeutung besitzen, übersichtlich zusammenzustellen und das Studium der Originalarbeiten durch Beifügung eines ausführlichen Verzeichnisses des einschlägigen Schrifttums zu erleichtern. Bei den in Frage stehenden, mit Blech beplankten Konstruktionen ist es ein wesentliches Merkmal, daß die Blechhaut neben den Versteifungen zur Kraftübertragung mit herangezogen wird. Konstruktionen, bei denen das Blech nur als Verkleidung dient, aber nicht seiner Festigkeit entsprechend belastet wird, gehören nicht in den Kreis dieser Betrachtung.

Als Bauelemente von Platten- und Schalenkonstruktionen (insbesondere Schalenrumpfe und Schalenflügel) sind unverteifte und versteifte Platten und Schalen von meist sehr geringer Wandstärke (etwa 0,5 bis 1,2 mm) anzusehen. Die Lösung des Spannungsproblems tritt bei derartigen Konstruktionen zurück gegenüber der Frage der Stabilität und vor allem der Tragfähigkeit einer Konstruktion nach Überschreiten der Stabilitätsgrenze. In den Rahmen dieser Arbeit soll nicht die Frage der Knick- oder Beulfestigkeit von Profilstäben mit einbezogen werden, obwohl zur Bestimmung der Tragfähigkeit einer Platten- bzw. Schalenkonstruktion die Knickspannungen der Versteifungen allein, d. h. als selbständige Druckstäbe, häufig verwendet werden.

Der zu behandelnde Stoff sei nach den drei wesentlichsten Bauelementen einer Platten- oder Schalenkonstruktion gegliedert: 1. Festigkeit der rechteckigen Platte, 2. Festigkeit der kreiszylindrischen Teilschale (kreiszylindrisches Schalensegment), 3. Festigkeit der kreiszylindrischen Vollschale (geschlossene Kreiszylinderschale). Diese Bauelemente werden weiter unterteilt in isotrope, orthotrope (orthogonal-anisotrope) und versteifte Platten bzw. Schalen. Orthotrope Platten und Schalen, die in zwei zueinander senkrechten Richtungen verschiedene aber unveränderliche Steifigkeiten besitzen, sind z. B. Platten bzw. Schalen aus Sperrholz und genau genommen auch aus gewalztem Blech mit verschiedenen Elastizitätsmaßen in der Walzrichtung und senkrecht dazu. In vielen Fällen kann man auch versteifte Platten und solche aus Wellblech näherungsweise als orthotrope Platten behandeln, indem man die periodisch veränderlichen Steifigkeiten in Richtung der (zueinander senkrechten) Versteifungen durch konstante mittlere Steifigkeiten ersetzt. Eine weitere Unterteilung des Stoffes ergibt sich aus der Beanspruchungsart des jeweiligen Bauelementes.

Neben den theoretischen Formeln wird fast immer ein Hinweis auf die Ergebnisse von Versuchen gegeben. Es ist bei der Anwendung von theoretischen Formeln für die Festigkeit dünnwandiger Bauteile ganz besonders darauf zu achten, ob und inwieweit sie durch Versuche belegt sind. Die Versuchswerte weichen von den theoretischen Werten oft recht erheblich ab. Besonders bei Stabilitätsuntersuchungen sehr dünner unverteifter Platten und Schalen erniedrigen unvermeidbare anfängliche Ausbeulungen, die im Vergleich zur Wandstärke nicht mehr als klein anzusehen sind, die wirkliche Knicklast gegenüber der theoretischen Knicklast der idealen Platte bzw. Schale beträchtlich. Die Versuchsergebnisse weisen häufig eine ziemliche Streuung auf, so daß man in vielen Fällen nur mit Vorsicht aus dem Ergebnis eines oder weniger Versuche auf das Verhalten eines Bauteiles schließen darf.

Der vorliegende Bericht läßt erkennen, daß in der Kenntnis über die Festigkeit von Platten- und Schalenkonstruktionen noch große Lücken sind. Es fehlen trotz mancher Ansätze in vielen Fällen noch Stabilitätsuntersuchungen von Platten und Schalen bei zusammengesetzter Beanspruchung, dergleichen Untersuchungen über die Stabilität von Schalen mit nicht kreisförmigem Querschnitt und von Schalen mit veränderlichem Querschnitt (z. B. Kegelschalen). Ganz besonders wichtig für die Bedürfnisse des Flugzeug-

baues ist die Klärung vieler Festigkeitsfragen versteifter Platten und Schalen (Flügel- und Rumpfkonstruktionen).

Von der DVL ist die Lösung dieser Aufgaben in Angriff genommen worden. Es wurden Versuche an versteiften zylindrischen Teilschalen als den Bauelementen der Schalenrumpfe und Versuche an versteiften zylindrischen Vollschalen (Schalenrumpfmodellen) durchgeführt, über deren bisherige Ergebnisse noch berichtet wird. Ferner wurde theoretisch und versuchsmäßig das Verhalten von Zylinderschalen mit elliptischem Querschnitt bei Biegung untersucht.

Bezeichnungen:

- E Elastizitätsmaß,
- G Schubmaß,
- ν Poissonsche Zahl (für Stahl und Duralumin rd. 0,3),
- δ Wandstärke der Platte bzw. Schale,
- a, b Seiten einer rechteckigen Platte,
- r Krümmungsradius einer Schale,
- l Länge einer Schale.

II. Festigkeit rechteckiger Platten.

1. Isotrope Platten.

a) Beanspruchung auf Druck.

Zunächst seien für einige wichtige Sonderfälle von auf Druck beanspruchten rechteckigen Platten die Formeln zur Bestimmung der kritischen Spannungen wiedergegeben (vgl. Schrifttum 15, 16, 22, 23, 24, 26).

a) Konstante Druckbelastung auf zwei gegenüberliegende Seiten der Platte.

Die unbelasteten Seiten der Platte seien mit a , die belasteten Seiten mit b bezeichnet (vgl. Abb. 1); die Wandstärke der Platte sei δ .

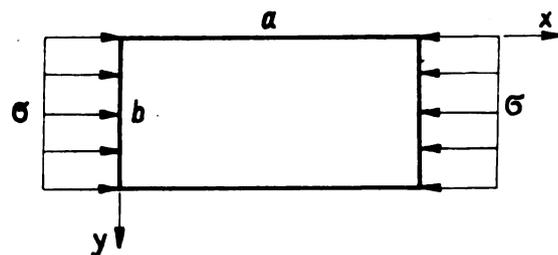


Abb. 1. Rechteckige Platte mit zwei auf konstanten Druck belasteten Rändern.

Die kritische Druckspannung σ_{kr} der Platte ergibt sich aus der Formel

$$\sigma_{kr} = k \frac{E}{1-\nu^2} \left(\frac{\delta}{b}\right)^2 \dots \dots \dots (1)$$

Der Beiwert k in Gleichung (1) hängt von dem Seitenverhältnis $\frac{a}{b}$ und von den Randbedingungen der Platte ab. Er sei für verschiedene Randbedingungen angegeben.

1. Alle Seiten der Platte sind gestützt¹⁾.

$\frac{a}{b}$	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2
k	6,92	4,23	3,45	3,29	3,40	3,68	3,45	3,32	3,29	3,32

$\frac{a}{b}$	2,4	2,7	3	∞
k	3,40	3,32	3,29	3,29.

2. Alle Seiten der Platte sind eingespannt (vgl. Schrifttum 26)²⁾.

$\frac{a}{b}$	1	2	3	∞
k	7,7	6,7	6,4	6,0.

¹⁾ „Gestützt“ ist hierbei und im folgenden gleichbedeutend mit „einspannungsfrei gelagert“.

²⁾ Die Grenzwerte von k bei $\frac{a}{b} = \infty$ müßten für Fall 2 und 3 eigentlich übereinstimmen. Der Wert $k = 5,73$ ist der genauere.

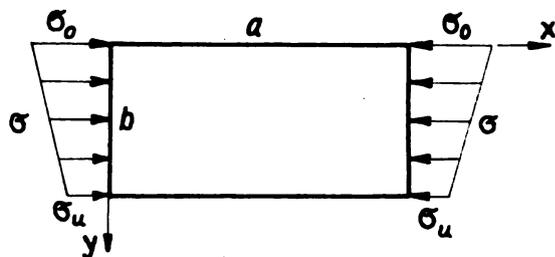


Abb. 2. Rechteckige Platte mit zwei auf Druck und Biegung zugleich belasteten Rändern.

3. Die Seiten a sind beide eingespannt, die Seiten b sind gestützt²⁾.

$\frac{a}{b}$	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,1	∞
k	7,76	6,32	5,80	5,76	6,00	6,32	5,80	5,76	6,0	5,8	5,76	5,73.

β) Linear veränderliche Belastung (senkrecht zum Plattenrand) auf zwei gegenüberliegende Seiten der Platte.

Alle Seiten der Platte seien gestützt. Die Belastung der Platte sei durch

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 - \frac{y}{\alpha b}\right) \text{ mit } \alpha = \frac{\sigma_0}{\sigma_0 - \sigma_u}$$

gegeben (vgl. Abb. 2). Dann findet man die kritische Belastung aus

$$\sigma_{0kr} = k \frac{E}{1-\nu^2} \left(\frac{\delta}{b}\right)^2 \dots \dots \dots (2)$$

$\frac{a}{b}$	0,4	0,5	0,6	0,667	0,75	0,8	0,9	1,0	1,5
$\alpha = 0,5; k$	23,9	21,1	19,8	19,7	19,8	20,1	21,1	21,1	19,8
0,75;	15,4		10,6		9,5	9,2		9,1	9,5
1,00;	12,4		8,0		6,9	6,7		6,4	6,9
1,25;	10,95		6,8		5,8	5,7		5,4	5,8
1,50;	8,9		5,8		5,0	4,9		4,8	5,0

γ) Konstante Druckbelastung auf alle Seiten der Platte.

Die Seiten b der Platte stehen unter der Druckbelastung σ_1 , die Seiten a unter der Druckbelastung σ_2 (vgl. Abb. 3). Sind alle Seiten der Platte gestützt, so ergeben sich kritische Wertepaare von σ_1 und σ_2 aus der Gleichung:

$$\sigma_{1kr} \frac{m^2}{a^2} + \sigma_{2kr} \frac{n^2}{b^2} = 0,823 \frac{E}{1-\nu^2} \delta^2 \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}\right) \dots (3)$$

Hierbei bezeichnen m und n die Anzahl der Halbwellen der ausgeknickten Platte in x -Richtung (parallel zu den Seiten a) und in y -Richtung (parallel zu den Seiten b); m und n sind ganzzahlig und so zu wählen, daß σ_{1kr} und σ_{2kr} möglichst klein werden.

In dem Sonderfalle $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$ bestimmt sich die kritische Belastung aus

$$\sigma_{kr} = k \frac{E}{1-\nu^2} \left(\frac{\delta}{b}\right)^2 \dots \dots \dots (4)$$

wobei der Beiwert k von den Randbedingungen und dem Seitenverhältnis $\frac{a}{b}$ der Platte abhängig ist.

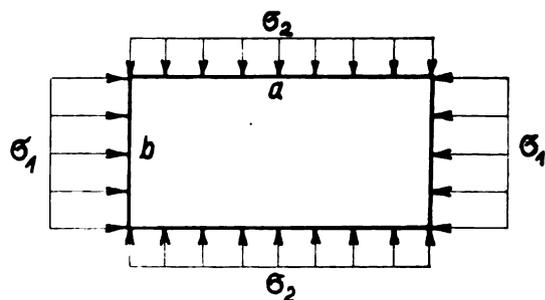


Abb. 3. Rechteckige Platte allseitig auf Druck belastet.

1. Alle Seiten der Platte sind gestützt.

$$\frac{a}{b} = 0,1 \quad 0,2 \quad 0,3 \quad 0,4 \quad 0,5 \quad 0,6 \quad 0,7 \quad 0,8 \quad 0,9 \quad 1,0$$

$$k = 83,1 \quad 21,4 \quad 9,96 \quad 5,96 \quad 4,11 \quad 3,11 \quad 2,50 \quad 2,11 \quad 1,84 \quad 1,645.$$

2. Alle Seiten der Platte sind eingespannt (vgl. Schrifttum 15).

$$\frac{a}{b} = 1, \quad k = 4,36.$$

Nach Angaben von Cox (vgl. Schrifttum 16, 26) stehen die theoretischen Werte für die Knickspannungen auf Druck belasteter Platten für diejenigen Randbedingungen, für welche sie versuchsmäßig nachgeprüft wurden, mit den Versuchsergebnissen in verhältnismäßig guter Übereinstimmung.

Verhalten nach dem Ausknicken.

Auf Druck beanspruchte Platten sind in vielen Fällen nach dem Ausbeulen in der Lage, noch erhebliche zusätzliche Lasten zu ertragen, ehe sie zu Bruch gehen. Bei einer Platte, deren Seiten gestützt oder eingespannt sind und bei welcher zwei gegenüberliegende Seiten auf Druck belastet werden, ist die Spannungsverteilung über den Querschnitt nach Überschreiten der Knicklast nicht mehr gleichförmig, sondern es findet ein Anwachsen der Spannung nach den Seiten hin statt. Die Tragfähigkeit der Platte ist erschöpft, wenn die Größtwerte der Druckspannung die Streckgrenze des Werkstoffes erreichen oder wenn das Blech, welches an den unbelasteten Seiten mit Versteifungen vernietet ist, zwischen den Nieten ausknickt oder auch wenn in den seitlichen Versteifungen des Bleches, welche gleichzeitig mit dem Blech zusammengedrückt werden, die Druckspannungen die kritischen Werte erreicht haben. Die Bruchlast P_B einer auf Druck beanspruchten Platte ergibt sich aus der mittragenden Breite $2w$ zu

$$P_B = 2w \delta \sigma, \dots \dots \dots (5)$$

wobei für σ je nachdem die Streckgrenze des Werkstoffes, die Spannung, unter welcher das Blech zwischen zwei Nieten an der seitlichen Einspannung ausknickt, bzw. die Knickspannung der seitlichen Versteifungen selbst einzusetzen ist. Für die mittragende Breite $2w$ gibt bei gestützten Rändern v. Kármán (vgl. Schrifttum 14, 25) die Formel

$$2w = C \sqrt{\frac{E}{\sigma}} \delta \dots \dots \dots (6)$$

an, wobei σ die gleiche Bedeutung wie in Gleichung (5) hat und für die Konstante C der Wert $C = \frac{\pi}{\sqrt{3(1-\nu^2)}} = 1,90$ bei $\nu = 0,3$ einzusetzen ist. Für Stahl mit einer Streckgrenze von 30 kgmm^{-2} wird die mittragende Breite $2w \approx 50 \delta$ und für Dural mit einer Streckgrenze von 27 kgmm^{-2} wird $2w \approx 30 \delta$, falls man die Streckgrenze des Werkstoffes als maßgebend für den Bruch ansieht.

Ist das Blech an der einen unbelasteten Seite frei und an den drei übrigen Seiten gestützt, so berechnet v. Kármán für die mittragende Breite den Wert

$$w = 0,68 \sqrt{\frac{E}{\sigma}} \delta \dots \dots \dots (7)$$

Cox (vgl. Schrifttum 16, 26) leitet für die mittragende Breite $2w$ die Formel ab:

$$2w = C \sqrt{\frac{E}{\sigma}} \delta + Db, \dots \dots \dots (8)$$

d. h. die mittragende Breite ändert sich auch etwas mit der Breite b der Platte. C und D sind Konstanten, die von den Randbedingungen der Platte abhängen.

Alle Seiten der Platte sind gestützt: $C = 1,52, D = 0,09$.

Die belasteten Seiten der Platte sind gestützt, die unbelasteten eingespannt: $C = 2,18, D = 0,14$.

Bisher vorliegende Versuche (vgl. Schrifttum 16, 17) stimmen nach Angaben von Cox ziemlich gut mit der Formel (8) überein. Es sei weiterhin auf die Arbeiten von

Schnadel (vgl. Schrifttum 9, 10, 11) aufmerksam gemacht, die sich ebenfalls mit dem Verhalten auf Druck beanspruchter Platten nach Überschreiten der Stabilitätsgrenze befassen.

Schrifttum 3),

betreffend die Festigkeit isotroper rechteckiger Platten bei Druck.

1. G. H. Bryan, On the stability of elastic systems, Proc. Cambridge philos. Soc. Bd. 6 (1888), S. 199/210. T.
2. G. H. Bryan, On the stability of a plane plate under thrusts in its own plane, with applications to the «buckling» of the sides of a ship, Proc. Lond. math. Soc. Bd. 22 (1891), S. 54/67. T.
3. G. H. Bryan, On the buckling and wrinkling of plating when supported on parallel ribs or on a rectangular framework, Proc. Lond. math. Soc. Bd. 25 (1894), S. 141/150. T.
4. H. Reißner, Über die Knicksicherheit ebener Bleche, Zbl. Bauverw. Bd. 29 (1909), S. 93/96, 151. T.
5. S. Timoschenko, Einige Stabilitätsprobleme der Elastizitätstheorie, Z. Math. Physik Bd. 58 (1910), S. 337/385. T.
6. S. Timoschenko, Sur la stabilité des systèmes élastiques, Extrait des Ann. Ponts Chauss. (1913), Paris 1913, Verlag A. Dumas. T.
7. R. V. Southwell, On the general theory of elastic stability, Philos. Trans. Ser. A. Bd. 213 (1914), S. 187/244. T.
8. H. H. Rode, Beitrag zur Theorie der Knickerscheinungen, Eisenbau Bd. 7 (1916), S. 121/136, 157/167, 210/218, 239/246, 295/299. T.
9. G. Schnadel, Über die Knickung von Platten, Jb. Schiffbautechn. Ges. Bd. 30 (1929), S. 170/194. T.
10. G. Schnadel, Knickung von Schiffsplatten, Werft Reed. Hafen Bd. 11 (1930), S. 461/465, 493/497. T.
11. G. Schnadel, Die Überschreitung der Knickgrenze bei dünnen Platten, Verhandl. 3. int. Congr. techn. Mechanik Bd. 3, S. 73/81, Stockholm 1930. T.
12. F. Schleicher, Die Knickspannungen von eingespannten rechteckigen Platten, Mitt. Forsch.-Anst. Gutehoffnungshütte Bd. 1 (1931), S. 186/193. T.
13. T. v. Kármán, E. E. Sechler und L. H. Donnell, The strength of thin plates in compression, Trans. Amer. Soc. mech. Engr. Bd. 54 (1932), Heft 1, S. 53/57. T.
14. M. Yamana, On the elastic stability of aeroplane structures, J. Fac. Engng. Tokyo Univ. Bd. 20 (1933), Heft 8, S. 163/224. TV.
15. G. J. Taylor, The buckling load for a rectangular plate with four clamped edges, Z. angew. Math. Mech. Bd. 13 (1933), Heft 2, S. 147/152. T.
16. H. L. Cox, The buckling of thin plates in compression, Aeron. Res. Comm. Rep. and Mem. 1554, London 1933. T.
17. L. Schuman und G. Back, Strength of rectangular flat plates under edge compression, N. A. C. A. Techn. Report 356, Washington 1930. V.
18. A. E. H. Love, Lehrbuch der Elastizität, übersetzt von A. Timpe, Leipzig und Berlin 1907, Verlag B. G. Teubner. Z.
19. F. Bleich, Theorie und Berechnung der eisernen Brücken, Berlin 1924, Verlag J. Springer. Z.
20. A. Náday, Die elastischen Platten, Berlin 1925, Verlag J. Springer. Z.
21. J. W. Geckeler, Elastostatik, Handbuch der Physik Bd. 6, Berlin 1928, Verlag J. Springer. Z.
22. S. Timoschenko, Stabilitätsprobleme der Elastizität, Handbuch der physikalischen und technischen Mechanik Bd. 4, 1. Hälfte, 2. Teil, Leipzig 1931, Verl. J. A. Barth. Z.
23. S. Timoschenko, Strength of materials 2 Bde., London 1931, Verlag Macmillan & Co. Z.

) Theoretische Arbeiten sind durch T, versuchsmäßige Arbeiten durch V und zusammenfassende Berichte oder Lehrbücher durch Z gekennzeichnet.

- 24. S. Timoschenko, Stability and strength of thin-walled constructions, Verhandl. 3. int. Kongr. techn. Mech. Bd. 3, S. 3/15, Stockholm 1930. Z.
- 25. T. v. Kármán, Analysis of some typical thin-walled structures, Aeron. Engng. Bd. 5 (1933), Heft 4, S. 155/158. Z.
- 26. H. L. Cox, Summary of the present state of knowledge regarding sheet metal construction, Aeron. Res. Comm. Rep. and Mem. 1553, London 1933. Z.
- 27. H. J. Pollard, Some developments in aircraft construction, J. Roy. aeron. Soc. Bd. 38 (1934), S. 651/686. Z.

b) Beanspruchung auf Schub.

Die kritische Schubspannung τ_{kr} einer auf Schub belasteten rechteckigen Platte mit den Seiten a und b und der Wandstärke δ ergibt sich aus der Formel:

$$\tau_{kr} = k \frac{E}{1-\nu^2} \left(\frac{\delta}{b}\right)^2 \dots \dots \dots (9)$$

Der Beiwert k in Gleichung (9) hängt von den Randbedingungen und dem Seitenverhältnis $\frac{a}{b}$ der Platte ab.

1. Alle Seiten der Platte sind gestützt (vgl. Schrifttum 11, 12, 13).

$\frac{a}{b} =$	1,0	1,2	1,4	1,5	1,6	1,8	2,0	2,5	3,0	∞
$k =$	7,75	6,58	6,00	5,84	5,76	5,59	5,43	5,18	5,02	4,4.

2. Alle Seiten der Platte sind eingespannt (vgl. Schrifttum 14).

$\frac{a}{b} =$	1	2	∞
$k =$	12,7	9,5	7,4.

Cox (vgl. Schrifttum 14) bemerkt, daß die Ergebnisse von Versuchen mit der Theorie für annähernd quadratische Platten in ziemlich guter Übereinstimmung stehen, daß aber Platten, bei welchen das Seitenverhältnis $\frac{a}{b}$ von eins sehr verschieden ist, schon weit vor Erreichen der theoretischen kritischen Last ausknicken können. Seydel (vgl. Schrifttum 8) weist auf den bei dünnen Platten recht erheblichen störenden Einfluß anfänglicher Ausbeulungen hin. Bollenrath (vgl. Schrifttum 6) teilt mit, daß bei seinen Versuchen an Platten aus Zelluloid die Versuchswerte für die kritischen Schubspannungen etwa 43 vH unter den von Southwell und Skan (vgl. Schrifttum 2) theoretisch erhaltenen liegen.

Schrifttum,

betreffend die Festigkeit isotroper rechteckiger Platten bei Schub.

- 1. S. Timoschenko, Über die Stabilität von versteiften Platten, Eisenbau Bd. 12 (1924), Heft 5 und 6, S. 147/163. T.
- 2. R. V. Southwell und S. W. Skan, On the stability under shearing forces of a flat elastic strip. Proc. Roy. Soc., Lond. Ser. A Bd. 105 (1924), S. 582,607.
- 3. R. V. Southwell, Note on the stability under shearing forces of a flat elastic strip, and an analogy with the problem of the stability of laminar fluid motion, Verhandl. 1. int. Kongr. techn. Mechanik, S. 266/275, Delft 1925. T.
- 4. S. Bergmann und H. Reißner, Neuere Probleme aus der Flugzeugstatik. Über die Knickung von rechteckigen Platten bei Schubbeanspruchung, Z. Flugtechn. Motorluftsch. Bd. 23 (1932), Heft 1, S. 6/12. T.
- 5. E. Seydel, Über das Ausbeulen von rechteckigen, isotropen oder orthogonal-anisotropen Platten bei Schubbeanspruchung. Ing.-Arch. Bd. 4 (1933), Heft 2, S. 169/191. T.
- 6. F. Bollenrath, Ausbeulerscheinungen an ebenen, auf Schub beanspruchten Platten, Luftf.-Forschg. Bd. 6 (1929), Heft 1, S. 1/17. V.
- 7. H. J. Gough und H. L. Cox, Some tests on the stability of thin strip material under shearing forces in the

plane of the strip, Proc. Roy. Soc., Lond. Ser. A Bd. 137 (1932), S. 145/157. V.

- 8. E. Seydel, Ausbeul-Schublast rechteckiger Platten (Zahlenbeispiele und Versuchsergebnisse), Z. Flugtechn. Motorluftsch. Bd. 24 (1933), Heft 3, S. 78/83. V.
- 9. A. Náday, Die elastischen Platten, Berlin 1925, Verlag J. Springer. Z.
- 10. J. W. Geckeler, Elastostatik, Handbuch der Physik Bd. 6, Berlin 1928, Verlag J. Springer. Z.
- 11. S. Timoschenko, Stability and strength of thin-walled constructions, Verhandl. 3. int. Kongr. techn. Mechanik Bd. 3, S. 3/15, Stockholm 1930. Z.
- 12. S. Timoschenko, Stabilitätsprobleme der Elastizität, Handbuch der physikalischen und technischen Mechanik Bd. 4, 1. Hälfte, 2. Teil, Leipzig 1931, Verlag J. A. Barth. Z.
- 13. S. Timoschenko, Strength of materials, 2 Bde., London 1931, Verlag Macmillan & Co. Z.
- 14. H. L. Cox, Summary of the present state of knowledge regarding sheet metal construction, Aeron. Res. Comm. Rep. and Mem. 1553, London 1933. Z.

c) Zusammengesetzte Beanspruchung.

Für eine auf gleichmäßigen Druck bzw. Zug (σ_x, σ_y) und auf Schub (τ) zugleich beanspruchte lange rechteckige Platte (vgl. Abb. 4) hat Wagner zwei Formeln zur Berechnung der kritischen Schubspannung τ_{kr} bei gegebenem σ_x und σ_y aufgestellt (vgl. Schrifttum 1):

bei gestütztem Rand

$$\tau_{kr}^2 = \alpha^2 \left(2 \sqrt{\frac{\sigma_y}{\alpha} + 1 + 2 + \frac{\sigma_x}{\alpha}} \right) \left(2 \sqrt{\frac{\sigma_y}{\alpha} + 1 + 6 + \frac{\sigma_x}{\alpha}} \right), \quad (10)$$

bei eingespanntem Rand

$$\tau_{kr}^2 = \alpha^2 \left(\frac{4}{3} \sqrt{\frac{\sigma_y}{\alpha} + 4 + \frac{4}{3} + \frac{\sigma_x}{\alpha}} \right) \left(\frac{4}{3} \sqrt{\frac{\sigma_y}{\alpha} + 4 + 8 + \frac{\sigma_x}{\alpha}} \right),$$

$$\alpha = \frac{\tau^2}{12} \frac{E}{1-\nu^2} \left(\frac{\delta}{b}\right)^2 \dots \dots \dots (11)$$

Wagner stellt die Gleichungen (10) und (11) auch graphisch dar, indem er Kurven $\tau_{kr} = \text{konst.}$ im σ_x, σ_y -Feld aufträgt.

Die auf Biegung und Schub zugleich beanspruchte rechteckige Platte (vgl. Abb. 5) ist in einer Arbeit von Stein (vgl. Schrifttum 2) hinsichtlich ihrer Stabilität behandelt worden.

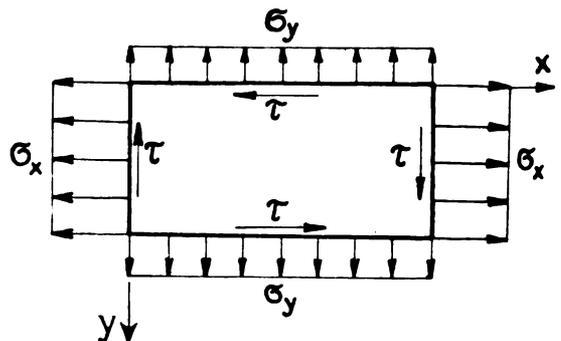


Abb. 4. Rechteckige Platte mit zusammengesetzter Beanspruchung auf Druck und Schub.

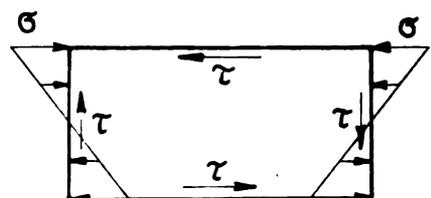


Abb. 5. Rechteckige Platte mit zusammengesetzter Beanspruchung auf Biegung und Schub.

Schrifttum,

betreffend die Festigkeit isotroper Platten bei zusammengesetzter Beanspruchung.

1. H. Wagner, Über Konstruktions- und Berechnungsfragen des Blechbaues, Jb. wiss. Ges. Luftf. (1928), S. 113/125. TV.
2. O. Stein, Die Stabilität der Blechträgerstehbleche im zweiachsigen Spannungszustand, Stahlbau Bd. 7 (1934), Heft 8, S. 57/60. T.

2. Orthotrope Platten.

Eine versteifte Platte kann man in vielen Fällen, wenn die Versteifungen hinreichend eng liegen, als orthotrope Platte auffassen, d. h. als Platte mit verschiedenen Steifigkeiten in zwei zueinander senkrechten Richtungen. Dies gilt besonders bei der Untersuchung der Stabilität von Wellblech.

a) Beanspruchung auf Druck.

Nach Dean (vgl. Schrifttum 1, 5) gilt für die kritische Druckspannung σ_{kr} einer Wellblechplatte mit den Seiten a und b (a ist parallel zu den Erzeugenden), welche an den Seiten b gleichmäßig auf Druck belastet wird (vgl. Abb.1), die Formel

$$\sigma_{kr} = k \frac{E}{1 - \nu^2} \left(\frac{\delta}{a} \right)^2 \dots \dots \dots (12)$$

Bezeichnet s die Sehnenlänge einer Halbwellen des Bleches und f die Wellentiefe (Abstand eines Gipfelpunktes von der Mittelebene) und ist $\frac{s}{a} < 0,2$, so kann näherungsweise

$$k = 5,8 \frac{f^2}{\delta^2} \dots \dots \dots (13)$$

gesetzt werden. Die Knickspannung σ_{kr} ist also unabhängig von der Blechstärke δ . Wahrscheinlich ändert sich k auch mit der halben Wellenlänge λ des Bleches, was in Formel (13) nicht zum Ausdruck kommt.

Yamana (vgl. Schrifttum 3) gibt für die kritische Druckbelastung s_{kr} (bezogen auf die Längeneinheit des Randes) einer orthotropen Platte mit gestützten Rändern die Formel

$$s_{kr} = 2 \frac{\pi^2}{b^2} (\sqrt{D_1 D_2} + D_3) \dots \dots \dots (14)$$

D_1 und D_2 sind die Biegesteifigkeiten der orthotropen Platte, D_3 hängt von D_1 und D_2 und von der Verdrehsteifigkeit der Platte ab. Die Berechnung dieser Größen ist auf S. 216 angegeben.

Die Formel (14) steht im Einklang mit einer Formel von Wagner (vgl. Schrifttum 2) für die Stabilität einer auf Druck belasteten versteiften Platte.

Sind die unbelasteten Seiten der orthotropen Platte eingespannt, so berechnet sich die kritische Druckbelastung s_{kr} aus

$$s_{kr} = 2 \frac{\pi^2}{b^2} \left(2 D_1 \frac{b^2}{a^2} + D_3 \right) \dots \dots \dots (15)$$

wobei jedoch D_2 als klein gegenüber D_1 vorausgesetzt ist.

Über die Ergebnisse amerikanischer Versuche an auf Druck belasteten Wellblechtafeln vgl. Schrifttum 2.

Schrifttum,

betreffend die Festigkeit orthotroper rechteckiger Platten bei Druck.

1. W. R. Dean, The elastic stability of a corrugated plate, Proc. Roy. Soc., Lond. Ser. A Bd. 111 (1926), S. 144/167. T.
2. H. Wagner, Sheet-metal airplane construction, Aeron. Engng. Bd. 3 (1931), Heft 4, S. 151/161. T.
3. M. Yamana, On the elastic stability of aeroplane structures, J. Fac. Engng. Tokyo Univ. Bd. 20 (1933), Heft 8, S. 163/224. TV.
4. J. S. Newell, The strength of aluminum alloy sheets, Airway Age Bd. 11 (1930), S. 1420/1424, 1467, 1548/1551, 1574. V.

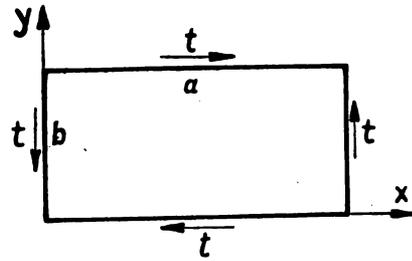


Abb. 6. Auf Schub beanspruchte rechteckige orthotrope Platte.

5. H. L. Cox, Summary of the present state of knowledge regarding sheet metal construction, Aeron. Res. Comm. Rep. and Mem. 1553, London 1933. Z.

b) Beanspruchung auf Schub.

Zur Berechnung der kritischen Schublast t_{kr} (bezogen auf die Längeneinheit des Plattenrandes) einer orthogonal-anisotropen (orthotropen) rechteckigen Platte (vgl. Abb. 6) mit den Seiten a (in Richtung der x -Achse) und b (in Richtung der y -Achse), der Biegesteifigkeit D_1 in x -Richtung (d. h. bei Biegung um die y -Achse), der Biegesteifigkeit D_2 in y -Richtung (d. h. bei Biegung um die x -Achse) dient folgende Formel (vgl. Schrifttum 8)

$$t_{kr} = c_a \frac{\sqrt{D_1 D_2^3}}{\left(\frac{b}{2}\right)^2} \dots \dots \dots (16)$$

hierbei ist c_a ein Beiwert, der von den beiden Parametern

$$\theta = \frac{\sqrt{D_1 D_2}}{D_3} \quad \text{und} \quad \beta_a = \frac{b}{a} \sqrt{\frac{D_1}{D_2}}$$

abhängt und nach Seydel aus dem Diagramm Abb. 7 für θ -Werte von 1 bis ∞ und für β_a -Werte von 0 bis 1 entnommen werden kann. Die c_a -Werte des Diagramms Abb. 7 gelten für den Fall, daß alle Seiten der Platte gestützt sind. Die Größe D_3 hängt von den Biegesteifigkeiten D_1 , D_2 und der Verdrehsteifigkeit der Platte ab. Die Formeln zur Berechnung von D_1 , D_2 und D_3 sind weiter unten (S. 216) angegeben.

Bei im Verhältnis zur Breite b sehr langen (unendlich langen) orthotropen Platten und θ -Werten zwischen 1 und ∞ kann man für gestützte und eingespannte Ränder die kritische Schublast t_{kr} aus Formel (16) bestimmen,

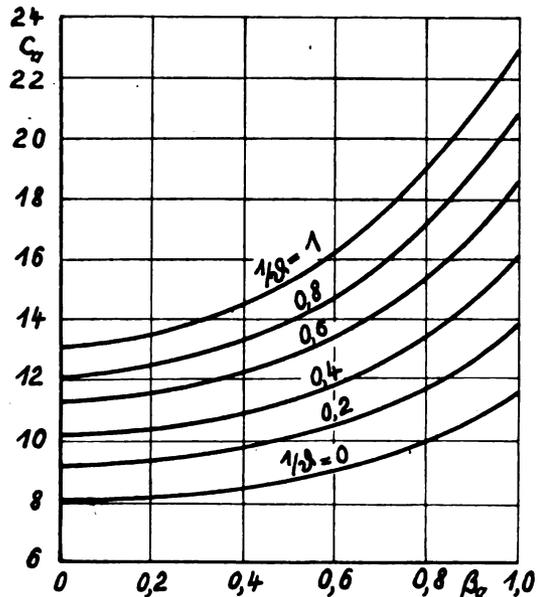


Abb. 7. Beiwerte c_a abhängig von β_a und $\frac{1}{\theta}$.

wobei c_a aus folgender Zahlentafel zu entnehmen ist (vgl. Schrifttum 4):

	$\vartheta = 1$	2	3	5	10	20
Ränder gestützt:	$c_a = 13,17$	10,8	9,95	9,25	8,7	8,4
Ränder eingespannt:	$c_a = 22,15$	18,75	17,55	16,6	15,85	15,45
	$\vartheta = 40$	∞				
Ränder gestützt:	$c_a = 8,25$	8,125				
Ränder eingespannt:	$c_a = 15,25$	15,07				

Liegen die ϑ -Werte der unendlich langen orthotropen Platten zwischen 0 und 1, so berechnet sich die kritische Schublast t_{kr} aus der Formel

$$t_{kr} = c_b \sqrt{\frac{D_2 D_3}{\left(\frac{b}{2}\right)^2}}, \dots \dots \dots (17)$$

wobei c_b aus folgender Zahlentafel zu entnehmen ist:

	$\vartheta = 0$	0,2	0,5	1,0
Ränder gestützt:	$c_b = 11,71$	11,8	12,2	13,17
Ränder eingespannt:	$c_b = 18,59$	18,85	19,9	22,15

Die Länge l_{kr} einer Halbwellen der ausgeknickten Platte in x -Richtung ergibt sich aus den Formeln

$$l_{kr} = c_a' \frac{b}{2} \sqrt[4]{\frac{D_1}{D_2}} \quad \text{für } \vartheta \geq 1, \dots \dots (18)$$

$$l_{kr} = c_b' \frac{b}{2} \sqrt[2]{\frac{D_3}{D_2}} \quad \text{für } \vartheta \leq 1, \dots \dots (19)$$

Die Beiwerte c_a' und c_b' sind dabei aus folgenden Zahlentafeln zu entnehmen:

	$\vartheta = 1$	2	3	5	10	30
Ränder gestützt:	$c_a' = 2,49$	2,28	2,16	2,13	2,08	2,05
Ränder eingespannt:	$c_a' = 1,66$	1,54	1,48	1,44	1,41	1,38
	$\vartheta = 0,05$	0,2	0,5	1		
Ränder gestützt:	$c_b' = 1,92$	1,94	2,07	2,49		
Ränder eingespannt:	$c_b' = 1,16$	1,20	1,36	1,66		

Die Kenntnis der Länge der Halbwellen ist wichtig für die Entscheidung der Frage, ob man eine Platte mit periodisch veränderlichen Steifigkeiten in zwei zueinander senkrechten Richtungen (parallel zu den Plattenrändern) als orthotrope Platte ansehen darf. Nur wenn die halbe Wellenlänge l_{kr} ein Vielfaches des Abstandes der Versteifungen der Platte oder der Wellenfirste des Wellblechs ist, darf man die Platte hinsichtlich ihres kritischen Verhaltens näherungsweise als orthotrope Platte behandeln.

Formeln zur Berechnung der Größen D_1 , D_2 , D_3 (vgl. Schrifttum 4):

$$D_1 = \frac{(E J)_x}{1 - \nu_x \nu_y}, \dots \dots \dots (20)$$

$$D_2 = \frac{(E J)_y}{1 - \nu_x \nu_y}, \dots \dots \dots (21)$$

$$D_3 = \frac{1}{2} (\nu_x D_2 + \nu_y D_1) + 2 (G J)_{xy}$$

Hierbei ist

- D_1 die Biegesteifigkeit der Platte in x -Richtung (d. h. bei Biegung um die y -Achse),
- D_2 die Biegesteifigkeit der Platte in y -Richtung (d. h. bei Biegung um die x -Achse),
- $(G J)_{xy}$ die Verdrehsteifigkeit der orthotropen Platte, ν_x , ν_y sind die Poissonschen Zahlen, die zu den Biegespannungen in der x - bzw. y -Richtung der Platte gehören⁴⁾.

Es gilt die Beziehung $\nu_y D_1 = \nu_x D_2$,

mit welcher

$$D_3 = \nu_y D_1 + 2 (G J)_{xy} = \nu_x D_2 + 2 (G J)_{xy} \dots (22)$$

wird.

Für Wellblech, bei welchem die Wellen parallel zur y -Richtung sind (vgl. Abb. 8), wird

$$D_1 = \frac{l E \delta^3}{s} \frac{1}{12 (1 - \nu^2)}$$

⁴⁾ Bezüglich der Ermittlung von ν_x , ν_y vgl. Schrifttum 8.

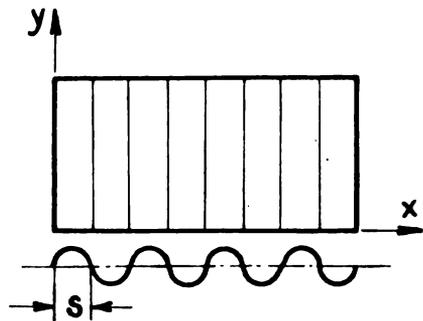


Abb. 8. Rechteckige Platte aus Wellblech.

l = Bogenlänge einer Halbwellen,
 s = Wellenlänge einer Wellenfirste,
 $D_2 = E J$,

wobei J das mittlere Trägheitsmoment für die Längeneinheit des Wellblechquerschnitts parallel zur x -Achse ist, bezogen auf die in der Mittelebene der Wellblechtafel liegende Achse, und

$$D_3 = \frac{s}{l} \frac{G \delta^3}{6}$$

bei Vernachlässigung von $\nu_y D_1$. Bezüglich weiterer Einzelheiten vergleiche man Schrifttum 7.

Die Ergebnisse von Versuchen an Wellblechtafeln, die auf Schub belastet wurden, stimmen mit der Theorie gut überein (vgl. Schrifttum 7).

Eine einfache Formel zur Abschätzung der kritischen Schublast einer als orthotrope Platte aufgefaßten, versteiften Platte hatte auch schon Wagner (vgl. Schrifttum 5) angegeben.

Schrifttum⁵⁾,

betreffend die Festigkeit orthotroper rechteckiger Platten bei Schub.

1. S. Bergmann und H. Reißner, Neuere Probleme aus der Flugzeugstatik. Über die Knickung von Wellblechstreifen bei Schubbeanspruchung, Z. Flugtechn. Motorluftsch. Bd. 20 (1929), Heft 18, S. 475/481. T.
2. C. Schmieden, Das Ausknicken versteifter Bleche unter Schubbeanspruchung, Z. Flugtechn. Motorluftsch. Bd. 21 (1930), Heft 3, S. 61/65. T.
3. S. Bergmann und H. Reißner, Neuere Probleme aus der Flugzeugstatik. Über die Knickung von Wellblechstreifen bei Schubbeanspruchung, Z. Flugtechn. Motorluftsch. Bd. 21 (1930), Heft 12, S. 306/310. T.
4. E. Seydel, Beitrag zur Frage des Ausbeulens von versteiften Platten bei Schubbeanspruchung, 195. DVL-Bericht, Luftf.-Forsch. Bd. 8 (1930), Heft 3, S. 71/90, und DVL-Jb. (1930), S. 235/254. T.
5. H. Wagner, Sheet-metal airplane construction, Aeron. Engng. Bd. 3 (1931), Heft 4, S. 151/161. T.
6. E. Seydel, Über das Ausbeulen von rechteckigen, isotropen oder orthogonal-anisotropen Platten bei Schubbeanspruchung, Ing.-Arch. Bd. 4 (1933), Heft 2, S. 169/191. T.
7. E. Seydel, Schubknickversuche mit Wellblechtafeln, 230. DVL-Bericht, DVL-Jb. (1931), S. 233/245. V.
8. E. Seydel, Ausbeul-Schublast rechteckiger Platten (Zahlenbeispiele und Versuchsergebnisse), Z. Flugtechn. Motorluftsch. Bd. 24 (1933), Heft 3, S. 78/83. V.
9. H. L. Cox, Summary of the present state of knowledge regarding sheet metal construction, Aeron. Res. Comm. Rep. and Mem. 1553, London 1933. Z.

3. Platten mit Versteifungen.

Bezüglich der Festigkeit von versteiften Platten ist es wichtig, die Stabilitätsgrenze der versteiften Platte bei Belastung auf Druck bzw. auf Schub zu kennen. In den

⁵⁾ Man vergleiche auch J. Jenissen, Untersuchungen von Wellblechen bei Schubbeanspruchung, Diss. T. H. Aachen (1932).

meisten Fällen ist aber die Tragfähigkeit der versteiften Platte nach Erreichen der Stabilitätsgrenze nicht erschöpft, sondern die Belastung der Platte kann bis zum Bruch noch beträchtlich gesteigert werden.

a) Beanspruchung auf Druck.

Zur Untersuchung der Stabilität einer versteiften Platte kann man in vielen Fällen, wenn die Versteifungen genügend eng angeordnet sind, die versteifte Platte als orthotrope Platte ansehen und die in Abschnitt II, 2 angegebenen Formeln verwenden. Um bei größerem Abstand der Versteifungen die Knicklast eines Blechfeldes zwischen benachbarten Versteifungen festzustellen, kann man die Formel (1) benutzen, wobei jedoch die Verbiegung der Versteifungen als so klein vorausgesetzt wird, daß man die Seiten des Blechfeldes als gerade ansehen darf. Der Einfluß der Biegungsweichheit der Versteifungen auf die Stabilität der Blechfelder zwischen den Versteifungen ist in einer Arbeit von Timoschenko (vgl. Schrifttum 1) untersucht worden. Die kritische Druckspannung des versteiften Bleches ergibt sich ebenfalls aus Formel (1); der Beiwert k hängt aber außer von den Randbedingungen der Platte und ihrem Seitenverhältnis $\frac{a}{b}$ noch von der Zahl der Versteifungen, dem Verhältnis der Biegesteifigkeiten der Versteifungen und des Bleches und dem Verhältnis der Querschnittsflächen von Versteifungen und Blech ab. Timoschenko hat für eine Reihe von Fällen den Beiwert k berechnet und in Zahlen- tafeln zusammengestellt (vgl. Schrifttum 1, 7, 8).

Für den Flugzeugbau am wichtigsten ist die Kenntnis der Bruchlast, d. h. der Tragfähigkeit einer Platte mit Längsversteifungen, die parallel zu den Versteifungen auf Druck beansprucht wird. Zur näherungsweise Voraus- berechnung der Bruchlast sind drei Wege vorgeschlagen worden (vgl. Schrifttum 3):

1. Man ermittelt die Bruchlast der Versteifungen allein und die Bruchlast des Bleches zwischen zwei Versteifungen (durch Rechnung oder Versuch), wobei die seitlichen Ränder des Bleches als starr gestützt betrachtet werden, und addiert die Bruchlast von Blech und Versteifungen, um die Bruchlast der versteiften Platte zu erhalten (vgl. Schrifttum 5).
2. Man ermittelt die Bruchlast einer Versteifung (durch den Versuch) und berechnet aus der Bruchspannung σ der Versteifung nach Formel (6) und (7) die mit- tragende Breite $2w$ bzw. w des Bleches. Die Gesamt- fläche der Versteifungen und der mittragenden Haut, multipliziert mit der Bruchspannung σ , ergibt die Bruchlast der versteiften Platte.

Aus den Versuchen von Schuman und Back (vgl. Schrifttum 4) folgert Lundquist (vgl. Schrifttum 3), daß man in Gleichung (6) und (7) von Abschnitt II, 1 statt der Beiwerte 1,90 bzw. 0,68 besser mit 1,70 bzw. 0,60 rechnet, so daß man für die mittragende Breite des Bleches einer versteiften Konstruktion folgende Formeln erhält:

Für die mittragende Breite des Bleches zwischen zwei Versteifungen

$$2w = 1,70 \sqrt{\frac{E}{\sigma}} \delta, \dots \dots \dots (23)$$

für die mittragende Breite des frei über die Versteifung hinausragenden Bleches an einer Seite der versteiften Platte

$$w = 0,60 \sqrt{\frac{E}{\sigma}} \delta. \dots \dots \dots (24)$$

3. Man trägt die Bruchspannung σ der Versteifungen allein in Abhängigkeit vom Schlankheitsgrad auf. Mit einer geschätzten Bruchspannung berechnet man aus Formel (23) bzw. (24) die mittragende Breite der Haut. Dann bestimmt man den Schlankheitsgrad der Kombination Versteifung plus mittragende Haut und ermittelt aus der anfangs gezeichneten Kurve, die eigentlich nur für

das Profil allein gilt, die zugehörige Bruchspannung σ . Stimmt diese Bruchspannung mit der angenommenen nicht überein, so wiederholt man das Verfahren. Ge- wöhnlich genügen zwei bis drei Iterationen. Aus der endgültigen Bruchspannung und dem Querschnitt von Versteifungen und mittragender Haut erhält man die Bruchlast der versteiften Platte.

Wie amerikanische Versuche zeigen (vgl. Schrifttum 3) eignet sich diese letzte Methode am besten zur rechnerischen Vorausbestimmung der Bruchlast einer versteiften Schale. Zu bemerken ist noch, daß bei den Knickversuchen an den Versteifungen allein Vorsorge getroffen werden muß, daß die Profile möglichst genau so ausknicken wie im Verband mit der Haut, d. h. senkrecht zur Haut.

Schrifttum.

betreffend die Festigkeit rechteckiger Platten mit Versteifungen bei Druck.

1. S. Timoschenko, Über die Stabilität von versteiften Platten, Eisenbau Bd. 12 (1921), Heft 5 und 6, S. 147/163. T.
2. T. v. Kármán, E. E. Sechler und L. H. Donnell, The strength of thin plates in compression, Trans. Amer. Soc. mech. Engr. Bd. 54 (1932), Heft 1 S. 53/57. T.
3. E. E. Lundquist, Comparison of three methods for calculating the compressive strength of flat and slightly curved shear and stiffer combinations, N. A. C. A. Techn. Note 455, Washington 1933. T.
4. L. Schuman und G. Back, Strength of rectangular flat plates under edge compression, N. A. C. A. Techn. Report 356, Washington 1930. V.
5. J. S. Newell, The strength of aluminum alloy sheets, Airway Age Bd. 11 (1930), S. 1420/1424, 1467, 1548/1551, 1574. V.
6. J. S. Newell, Data on the strength of aircraft materials, Aviat. Engng. Bd. 6 (1932), Heft 3, S. 11/14. V.
7. S. Timoschenko, Stability and strength of thin-walled constructions. Verhandl. 3. int. Kongr. techn. Mechanik. Bd. 3, S. 3/15, Stockholm 1930. Z.
8. S. Timoschenko, Stabilitätsprobleme der Elastizität, Handbuch der physikalischen und technischen Mechanik Bd. 4, 1. Hälfte, 2. Teil, Leipzig 1931, Verlag J. A. Barth. Z.
9. T. v. Kármán, Analysis of some typical thin-walled structures, Aeron. Engng. Bd. 5 (1933), Heft 4, S. 155/158. Z.
10. E. E. Sechler, Strength of thin metal structures beyond the stability limit, Aeron. Engng. Bd. 5 (1933), Heft 4, S. 151/153. Z.

b) Beanspruchung auf Schub.

Die Stabilität und Festigkeit einer auf Schub belasteten versteiften Platte wurde ausführlich von Wagner (vgl. Schrifttum 1, 2) unter der Voraussetzung untersucht, daß die dünne Blechhaut schon bei sehr geringen Lasten ausbeult. Es bildet sich in der Haut, wenn man von den Biegungsspannungen infolge der Faltenbildung absieht, ein einachsiger Spannungszustand, ein sog. »Zugdiagonalenfeld« aus. Die Eigenschaften dieses Zugdiagonalenfeldes hat Wagner ebenfalls eingehend beschrieben.

Im folgenden seien für zwei technisch wichtige Fälle die von Wagner angegebenen einfachen Berechnungsverfahren mitgeteilt, wobei die Voraussetzung gemacht wird, die Randstäbe*) seien so steif, daß man sie gegenüber Biegung als starr ansehen kann. Für viele praktische Fälle ist diese Voraussetzung durchaus zulässig. Bezüglich der Berücksichtigung des Einflusses der Biegungsweichheit der Versteifungen sei auf die Ausführungen Wagners verwiesen (vgl. Schrifttum 2).

1. Blechwandträger mit parallelen Holmen und senkrechten Vertikalstäben.

Ein Blechwandträger mit parallelen Holmen (Holmabstand h) und senkrechten Vertikalstäben (Abstand t) sei

*) Das heißt Holme (Gurte) und Endvertikalen.

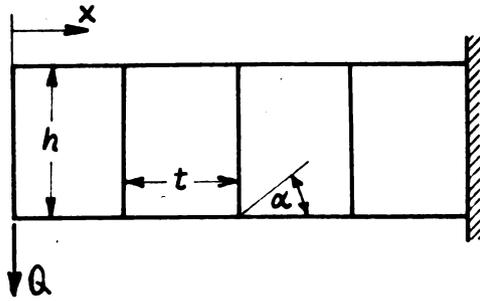


Abb. 9. Blechwandträger mit parallelen Holmen.

an einem Ende eingespannt und an dem anderen Ende durch die Kraft Q belastet (vgl. Abb. 9). Sind die Randstäbe biegesteif, so sind die Zugspannung σ in dem Blech und die Faltenrichtung α unveränderlich. Bezeichnet man die Blechstärke mit δ , so werden die Zugspannung in dem Blech

$$\sigma = \frac{2Q}{h\delta} \frac{1}{\sin 2\alpha}, \dots (25)$$

die Druckkraft in einem Vertikalstab

$$-V = Q \frac{t}{h} \operatorname{tg} \alpha, \dots (26)$$

die Holmkräfte in Ober- bzw. Unterholm

$$H_0 = \frac{Q \cdot x}{h} - \frac{Q}{2} \cot \alpha, H_u = -\frac{Q \cdot x}{h} - \frac{Q}{2} \cot \alpha \quad (27, 28)$$

Dabei ist x der Abstand des Querschnitts, in welchem die Holmkräfte H_0 und H_u bestimmt werden sollen, von der Kraft Q .

Das maximale örtliche Biegemoment in den Holmen (an den Anschlußstellen der Vertikalstäbe) wird

$$B_{H_{\max}} = \frac{Q}{h} \frac{t^2}{12} \operatorname{tg} \alpha \dots (29)$$

Die Faltenrichtung α berechnet sich aus

$$\sin^2 \alpha = +\sqrt{a^2 + a} - a \text{ mit } a = \frac{1 + \frac{h\delta}{2F_H}}{\frac{t\delta}{F_V} - \frac{h\delta}{2F_H}} \quad (30, 31)$$

(F_H, F_V = Querschnitt der Holme bzw. Vertikalstäbe). Für die meisten technischen Rechnungen genügt es jedoch, $\alpha = 40^\circ$ bis 42° zu schätzen und mit den Formeln

$$\sigma = \frac{2Q}{h\delta}, \dots (32)$$

$$-V = 0,9Q \frac{t}{h}, \dots (33)$$

$$H_{0,u} = \pm \frac{Q \cdot x}{h} - 0,6Q \dots (34)$$

zu rechnen. Wagner weist nach, daß der Einfluß der Einspannung des Bleches an den Holmen bzw. Vertikalen, an welchen die Falten des Bleches in eine Ebene gezwängt werden, bei sehr dünnem Blech vernachlässigbar klein ist.

2. Blechwandträger mit nicht parallelen biegestarren Holmen.

Bei geraden Holmen, die um den Winkel θ bzw. $-\theta$ gegen die Trägerachse geneigt sind (vgl. Abb. 10), ist bei Voraussetzung konstanter Querkraft Q und konstanter Faltenrichtung α in einem von der Last Q um x entfernten Querschnitt die Zugspannung im Blech in Trägermitte

$$\sigma_m = \frac{Q}{\delta} \frac{h_{0,r}}{h_x^2} \frac{1}{\sin \alpha \cos \alpha} \dots (35)$$

und die Zugspannung im Blech am Ober- bzw. Unterholm

$$\sigma_0 = \sigma_m \frac{1}{(1 - \cot \alpha \operatorname{tg} \theta)^2}, \sigma_u = \sigma_m \frac{1}{(1 + \cot \alpha \operatorname{tg} \theta)^2} \quad (36, 37)$$

Bezüglich der Bezeichnungen h_x und $h_{0,r}$ vergleiche man Abb. 11. Die Druckkraft in einem Vertikalstab wird

$$-V = Q \frac{t}{h_x} \operatorname{tg} \alpha \dots (38)$$

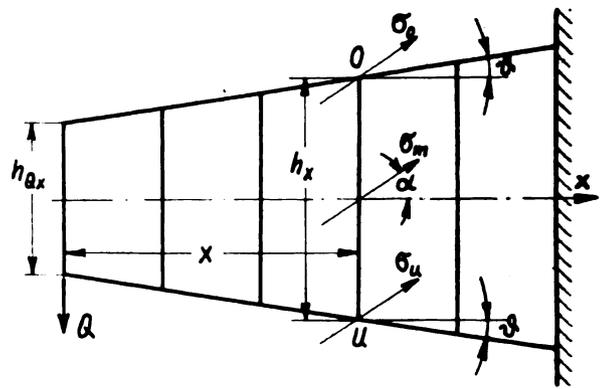


Abb. 10. Blechwandträger mit nicht parallelen Holmen.

Diese Formeln stimmen jedoch nur näherungsweise. Bei einem Blechwandträger, bei welchem die Vertikalstäbe exzentrisch zu dem Stegblech liegen und mit diesem vernietet sind, werden die Vertikalstäbe über ihre ganze Länge hin gleichmäßig auf exzentrischen Druck beansprucht. Im Gegensatz zu gewöhnlichen auf exzentrischen Druck beanspruchten Stäben besitzen auch exzentrische Vertikalstäbe eines Blechwandträgers im Verband mit dem Stegblech eine richtige Knicklast (Stabilitätsproblem). Untersuchungen hierüber teilt Wagner (vgl. Schrifttum 2) ebenfalls mit.

Wie Versuche (vgl. Schrifttum 1, 3) gezeigt haben, stimmen die einfachen Rechnungen Wagners gut mit der Wirklichkeit überein.

Schrifttum, betreffend die Festigkeit rechteckiger Platten mit Verstärkungen bei Schub.

1. H. Wagner, Über Konstruktions- und Berechnungsfragen des Blechbaues, Jb. wiss. Ges. Luftf. (1928), S. 113/125. TV.
2. H. Wagner, Ebene Blechwandträger mit sehr dünnem Stegblech, Z. Flugtechn. Motorluftsch. Bd. 20 (1929), Heft 8 bis 12, S. 200/207, 227/233, 256/262, 279/284, 306/314. T.
3. J. Mathar, Beitrag zur Frage der Beplankung von Flugzeugen, Jb. wiss. Ges. Luftf. (1929), S. 205/210. V.
4. S. Timoschenko, Stability and strength of thin-walled constructions, Verhandl. 3. int. Kongr. techn. Mechanik Bd. 3, S. 3/15, Stockholm 1930. Z.
5. P. Kuhn, A summary of design formulas for beams having thin webs in diagonal tension, N. A. C. A. Techn. Note 469, Washington 1933. Z.
6. T. v. Kármán, Analysis of some typical thin-walled structures, Aeron. Engng. Bd. 5 (1933), Heft 4, S. 155/158. Z.
7. E. E. Sechler, Strength of thin metal structures beyond the stability limit, Aeron. Engng. Bd. 5 (1933), Heft 4, S. 151/153. Z.

III. Festigkeit kreiszylindrischer Teilschalen.

1. Isotrope Teilschalen.

a) Beanspruchung auf axialen Druck.

Für die kritische Druckspannung einer axial gedrückten isotropen zylindrischen Teilschale hat Redshaw folgende theoretische Formel aufgestellt:

$$\sigma_{kr} = \frac{1}{6} \frac{E}{1-\nu^2} \left\{ \sqrt{12(1-\nu^2) \left(\frac{\delta}{r}\right)^2 + \left(\frac{\pi\delta}{b}\right)^4} + \left(\frac{\pi\delta}{b}\right)^2 \right\} \quad (39)$$

Dabei sind:

- δ die Wandstärke der Teilschale,
- r der Krümmungsradius der Teilschale,
- b die Bogenlänge des Querschnitts der Schalenmittelfläche.

Die Ränder der Schale werden als gestützt vorausgesetzt. Die Formel (39) geht in dem Falle, daß $\left(\frac{\delta}{b}\right)^2$ gegenüber $\frac{\delta}{r}$ vernachlässigbar klein ist, in die Formel (41) für die Knickspannung der axial gedrückten kreiszylindrischen Vollschale über. Ist dagegen $\frac{\delta}{r}$ klein gegen $\left(\frac{\delta}{b}\right)^2$, so erhält man aus Formel (39) die Beziehung (1) für die kritische Druckspannung einer allseitig gestützten und an zwei gegenüberliegenden Seiten von der Länge b auf Druck belasteten Platte.

Nach der Angabe von Redshaw (vgl. 1) ist die Formel (39) auch durch Versuchsergebnisse gestützt; jedoch erscheinen weitere Versuche in dieser Richtung wünschenswert.

Schrifttum, betreffend die Festigkeit isotroper kreiszylindrischer Teilschalen bei axialem Druck.

1. S. C. Redshaw, The elastic instability of a thin curved panel, Aeron. Res. Comm. Rep. and Mem. 1565, London 1934. T.
2. H. L. Cox, Summary of the present state of knowledge regarding sheet metal construction, Aeron. Res. Comm. Rep. and Mem. 1553, London 1933. Z.
3. H. J. Pollard, Some developments in aircraft construction, J. Roy. aeron. Soc. Bd. 38 (1934), S. 651/686. Z.

b) Beanspruchung auf Schub.

Für die kritische Schubspannung τ_{kr} auf Schub belasteter zylindrischer Teilschalen ohne Versteifungen gibt Wagner (vgl. Schrifttum 1) die Formeln

$$\tau_{kr} = k_s E \frac{\delta}{r} + 5 E \left(\frac{\delta}{b}\right)^2$$

für aufgelagerte Bleche und

$$\tau_{kr} = k_s E \frac{\delta}{r} + 7,5 E \left(\frac{\delta}{b}\right)^2$$

für eingespannte Bleche an; dabei ist b die Bogenlänge der gekrümmten Seiten der Teilschale und $k_s \approx 0,3^7$). Aus Versuchen an Teilschalen mit viertelkreisförmigem Querschnitt findet Smith (vgl. Schrifttum 2)

$$\tau_{kr} = k E \frac{\delta}{r} \dots \dots \dots (40)$$

mit $k = 0,075$; die Wandstärken δ der Versuchsstücke lagen zwischen 0,25 mm und 0,81 mm und die Halbmesser r zwischen 11 cm und 18 cm.

Für die Schubspannung, bei welcher der Bruch erfolgt, kann man nach Smith ebenfalls die Formel (40) verwenden, wenn man den Beiwert $k = 0,20$ setzt. Die Versuchswerte für die Bruchlasten streuen jedoch ziemlich.

Schrifttum, betreffend die Festigkeit isotroper zylindrischer Teilschalen bei Schub.

1. H. Wagner, Über Konstruktions- und Berechnungsfragen des Blechbaues, Jb. wiss. Ges. Luftf. (1928), S. 113/125. TV.
2. G. M. Smith, Strength in shear of thin curved sheets of alclad, N. A. C. A. Techn. Note 343, Washington 1930. V.

2. Teilschalen mit Versteifungen.

Beanspruchung auf axialen Druck⁸⁾.

Nach Lundquist (vgl. Schrifttum 1) kann man die Tragfähigkeit einer in Längsrichtung versteiften, auf Druck beanspruchten zylindrischen Teilschale in der gleichen Weise berechnen wie die einer versteiften Platte (vgl. Abschnitt II, 3). Am besten eignet sich wieder zur Bestimmung der Festigkeit die letzte der drei angegebenen Methoden. Aus

⁷⁾ Nach neueren Untersuchungen von Wagner ist der Wert $k_s \approx 0,1$.
⁸⁾ Vgl. auch die Arbeit Dschou in diesem Heft.

Versuchen (vgl. Schrifttum 2) hat sich jedoch ergeben, daß die Tragfähigkeit einer versteiften zylindrischen Teilschale bei großen $\frac{r}{\delta}$ -Werten (etwa 1000) geringer als die Tragfähigkeit einer versteiften ebenen Platte ist. Lundquist empfiehlt daher, von der nach der dritten Methode berechneten Tragfähigkeit noch einen Abzug von 10 bis 15 vH zu machen.

Schrifttum, betreffend die Festigkeit versteifter zylindrischer Teilschalen bei Druck.

1. E. E. Lundquist, Comparison of three methods for calculating the compressive strength of flat and slightly curved sheet and stiffer combinations, N. A. C. A. Techn. Note 455, Washington 1933. TZ.
2. J. S. Newell, The strength of aluminum alloy sheets, Airway Age Bd. 11 (1930), S. 1420/1424, 1467, 1548/1551, 1574. V.

IV. Festigkeit kreiszylindrischer Vollschalen.

1. Isotrope Vollschalen.

a) Beanspruchung auf axialen Druck.

Der Stabilitätsbruch einer axial gedrückten unversteiften Kreiszylinderschale kann je nach der Länge der Schale

1. durch seitliches Ausknicken der Schale als Ganzes (Eulerfall),
2. durch örtliches Ausknicken (Ausbeulen) der Zylinderwandung

erfolgen. Das örtliche Ausknicken besteht entweder in der Ausbildung von ringförmigen Wulsten, wobei alle Mantellinien sich in gleicher Weise wellenförmig verformen und die Schalenquerschnitte kreisförmig bleiben (achsensymmetrisches Ausknicken), oder in der Bildung von eigentlichen Beulen, wobei auch die Schalenquerschnitte wellenförmige Gestalt annehmen. Für beide Fälle wurde theoretisch zur Berechnung der Knickspannung der Zylinderschale die Formel

$$\sigma_{kr} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{E}{\sqrt{1-\nu^2}} \frac{\delta}{r} \dots \dots \dots (41)$$

abgeleitet⁹⁾. Die Beziehung (41) gilt streng genommen nur für die unendlich lange Schale. Der Einfluß der Schalenlänge verschwindet jedoch fast völlig, wenn diese einige Vielfache der halben Wellenlänge der Ausbeulung in Achsenrichtung beträgt. Die halbe Wellenlänge berechnet sich im Falle einer achsensymmetrischen Ausknickung der Schale zu

$$\frac{\lambda}{2} = 1,72 \sqrt{r \delta} \dots \dots \dots (42)$$

Die Formeln (41) und (42) haben die Gültigkeit des Hooke'schen Gesetzes zur Voraussetzung. Liegt σ_{kr} über der Proportionalitätsgrenze des Werkstoffes, so treten an ihre Stelle die Formeln (vgl. Schrifttum 7)

$$\sigma_{kr} = \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{E K}{1-\nu^2}} \frac{\delta}{r} \dots \dots \dots (43)$$

$$\frac{\lambda}{2} = 1,72 \sqrt{r \delta} \sqrt{\frac{4 K}{E}} \dots \dots \dots (44)$$

wobei der »Knickmodul« K aus

$$K = \frac{4 E E'}{(\sqrt{E} + \sqrt{E'})^2} \dots \dots \dots (45)$$

⁹⁾ Häufig ist in dem Schrifttum noch eine Formel Southwells für σ_{kr} zu finden (vgl. Schrifttum 4, 5, 14, 17), in welcher der Faktor $\frac{k^2-1}{k^2+1}$ (k = Wellenzahl in Umfangsrichtung) auftritt und die im Falle einer nicht achsensymmetrischen Ausbeulung gelten soll. Diese Formel ist jedoch von Robertson (vgl. Schrifttum 10), von v. Sanden und Tölke (vgl. Schrifttum 8) beanstandet und in neueren englischen Formelzusammenstellungen (vgl. Schrifttum 17, 18) nicht mehr aufgenommen worden.

berechnet werden kann. In Formel (45) ist $E' = \frac{d\sigma}{d\varepsilon}$ an der Stelle $\sigma = \sigma_{kr}$ aus dem Spannungsdehnungsdiagramm des Werkstoffes zu bestimmen.

Versuche zur Nachprüfung von Formel (41) sind verschiedentlich ausgeführt worden. Sie haben übereinstimmend niedrigere Werte ergeben als dieser Formel entspricht, und zwar liegen die meisten Versuchswerte für die Knickspannung bei etwa 40 bis 60 vH der theoretischen Werte. Zur Erklärung dieser Tatsache hat man zwei Umstände herangezogen, welche die Bruchlast verringern und bei der Herleitung der theoretischen Formel nicht berücksichtigt sind. Erstens sind bei den Versuchsstücken immer mehr oder weniger starke Abweichungen von der genauen kreiszylindrischen Gestalt vorhanden (vgl. Schrifttum 9, 10); zweitens findet infolge der Querdehnung der gedrückten Schale, die an den Zylindern durch die Einspannung bzw. durch die Reibung an den Druckplatten verhindert ist, eine örtliche Verbiegung des Zylindermantels statt, die ebenfalls eine Verringerung der Knicklast zur Folge haben kann (vgl. Schrifttum 6, 7, 8, 9).

Auf die Analogie des Stabilitätsproblems der axial gedrückten Zylinderschale mit dem der Knickung eines elastisch gebetteten Stabes ist öfters hingewiesen worden (vgl. z. B. Schrifttum 13).

Schrifttum,

betreffend die Festigkeit isotroper zylindrischer Vollschalen bei axialem Druck.

1. R. Lorenz, Achsensymmetrische Verzerrungen in dünnwandigen Hohlzylindern, Z. VDI Bd. 52 (1908), S. 1706/1713. T.
2. R. Lorenz, Die nicht achsensymmetrische Knickung dünnwandiger Hohlzylinder, Physik. Z. Bd. 12 (1911), S. 241/260. T.
3. S. Timoschenko, Einige Stabilitätsprobleme der Elastizitätstheorie, Z. Math. Physik Bd. 58 (1910), S. 337/385. T.
4. R. V. Southwell, On the general theory of elastic stability, Philos. Trans. Ser. A Bd. 213 (1914), S. 187/244. T.
5. W. R. Dean, On the theory of elastic stability, Proc. Roy. Soc., Lond. Ser. A Bd. 107 (1925), S. 734/760. T.
6. L. Föppl, Achsensymmetrisches Ausknicken zylindrischer Schalen, Sitzungsber. Bayer. Ak. Wissensch. math.-naturwiss. Abt. (1926), S. 27/40. T.
7. J. W. Geckeler, Plastisches Knicken der Wandung von Hohlzylindern und einige andere Faltungserscheinungen an Schalen und Blechen, Z. angew. Math. Mech. Bd. 8 (1928), S. 341/352. T.
8. K. v. Sanden und F. Tölke, Über Stabilitätsprobleme dünner, kreiszylindrischer Schalen, Ing.-Arch. Bd. 3 (1932), Heft 1, S. 24/66. TZ.
9. W. Flügge, Die Stabilität der Kreiszyinderschale, Ing.-Arch. Bd. 3 (1932), Heft 5, S. 463/506. TV.
10. L. H. Donnell, A new theory for the buckling of thin cylinders under axial compression and bending, Trans. Amer. Soc. mech. Engr. Bd. 56 (1934), Heft 11, S. 795/806. T.
11. A. Robertson, The strength of tubular struts, Aeron. Res. Comm. Rep. and Mem. 1185, London 1929. V.
12. R. V. Rhode und D. F. Lundquist, Strength tests on paper cylinders in compression, bending, and shear, N. A. C. A. Techn. Note 370, Washington 1931. V.
13. E. E. Lundquist, Strength tests of thin-walled duralumin cylinders in compression, N. A. C. A. Techn. Report 473, Washington 1933. V.
14. J. Prescott, Applied elasticity, London 1924, Verlag Longmans, Green & Co. Z.
15. J. W. Geckeler, Elastostatik, Handbuch der Physik Bd. 6, Berlin 1928, Verlag J. Springer. Z.
16. S. Timoschenko, Stability and strength of thin-walled constructions, Verhandl. 3. int. Kongr. techn. Mechanik Bd. 3, S. 3/15, Stockholm 1930. Z.

17. S. Timoschenko, Stabilitätsprobleme der Elastizität, Handbuch der physikalischen und technischen Mechanik Bd. 4, 1. Hälfte, 2. Teil, Leipzig 1931, Verlag J. A. Barth. Z.
18. H. L. Cox, Summary of the present state of knowledge regarding sheet metal construction, Aeron. Res. Comm. Rep. and Mem. 1553, London 1933. Z.
19. H. J. Pollard, Some developments in aircraft construction, J. Roy. aeron. Soc. Bd. 38 (1934), S. 651/686. Z.

b) Beanspruchung auf Biegung.

Für das Biegemoment B_{kr} , bei welchem der Stabilitätsbruch einer auf Biegung belasteten, dünnwandigen Kreiszyinderschale erfolgt, wurde theoretisch folgende Formel hergeleitet (vgl. Schrifttum 1, 2)

$$B_{kr} = k \frac{E}{1 - \nu^2} r \delta^2 \dots \dots \dots (46)$$

Für den Beiwert k gibt Brazier den Wert $k = 0,99$ an. Der Mittelwert für k , welcher aus 77 Versuchen über diesen Gegenstand gewonnen wurde, beträgt $k_{\text{mittel}} = 1,14$, der Kleinstwert von k bei diesen Versuchen war 0,72. Die Theorie Braziers gilt zunächst nur für den Fall der reinen Biegung und bei großer Länge der Zylinderschale. Jedoch haben die bisherigen Versuche gezeigt, daß, abgesehen von sehr kurzen Schalen, der Einfluß der Zylinderlänge vernachlässigbar ist (vgl. Schrifttum 4); ebenso war eine wesentliche Herabminderung des kritischen Biegemoments durch eine geringe Querkraft nicht festzustellen (vgl. Schrifttum 3).

Schrifttum,

betreffend die Festigkeit isotroper zylindrischer Vollschalen bei Biegung.

1. L. G. Brazier, The flexure of thin cylindrical shells and other «thin» sections, Aeron. Res. Comm. Rep. and Mem. 1081, London 1927 und Proc. Roy. Soc., Lond. Ser. A Bd. 116 (1927), S. 104/114. TV.
2. E. Chwalla, Reine Biegung schlanker, dünnwandiger Rohre mit gerader Achse, Z. angew. Math. Mech. Bd. 13 (1933), Heft 1, S. 48/53. T.
3. R. W. Mossman und R. G. Robinson, Bending tests of metal monocoque construction, N. A. C. A. Techn. Note 357, Washington 1930. V.
4. E. E. Lundquist, Strength tests of thin-walled duralumin cylinders in pure bending, N. A. C. A. Techn. Note 479, Washington 1933. V.
5. J. E. Younger, Principle of similitude as applied to research on thin-sheet structures, Aeron. Engng. Bd. 5 (1933), Heft 4, S. 163/169. V.
6. S. Timoschenko, Stability and strength of thin-walled constructions, Verhandl. 3. int. Kongr. techn. Mechanik Bd. 3, S. 3/15, Stockholm 1930. Z.

c) Beanspruchung auf Drillung.

Eine Kreiszyinderschale, die durch an den Enden eingeleitete Drehmomente verdrillt wird, kann bei genügend kleiner Wandstärke durch örtliches Ausknicken der Zylinderwandung zu Bruch gehen. Zur Berechnung der kritischen Schubspannung τ_{kr} sind im Falle eingespannter oder gestützter Ränder von Donnell folgende Formeln theoretisch hergeleitet worden (vgl. Schrifttum 5).

Theoretische kritische Schubspannungen.

Ränder eingespannt:

$$\tau_{kr} = \frac{E}{1 - \nu^2} \left(\frac{\delta}{l} \right)^2 [4,6 + \sqrt{7,8 + 0,590 H^2/l^2}] \dots (47)$$

Ränder gestützt:

$$\tau_{kr} = \frac{E}{1 - \nu^2} \left(\frac{\delta}{l} \right)^2 [2,8 + \sqrt{2,6 + 0,494 H^2/l^2}] \dots (48)$$

$$H = l \sqrt{1 - \nu^2} \frac{l^2}{\delta r}$$

Dabei ist l die Länge, r der Radius und δ die Wandstärke der Zylinderschale.

Die Formeln (47) und (48) gelten nur, falls die Ungleichungen

$$\frac{l}{r} > 7,9 \sqrt{1-\nu^2} \sqrt{\frac{r}{\delta}} \quad (\text{Ränder eingespannt}) \quad (49)$$

$$\frac{l}{r} < 6,6 \sqrt{1-\nu^2} \sqrt{\frac{r}{\delta}} \quad (\text{Ränder gestützt}) \quad (50)$$

erfüllt sind. Andernfalls (d. h. bei sehr langen Zylinderschalen) ist sowohl im Falle eingespannter wie gestützter Ränder die Formel

$$\tau_{kr} = 0,272 \frac{E}{(1-\nu^2)^{3/4}} \left(\frac{\delta}{r}\right)^{3/4} \quad (51)$$

zu verwenden. Durch Auswertung sämtlicher bisher verfügbaren Versuche über diesen Gegenstand fand Donnell, daß die versuchsmäßig gewonnenen kritischen Schubspannungen im Mittel 75 vH der theoretischen Werte betragen. Diese Abweichung führt Donnell auf Ungenauigkeiten in der Form der Versuchsstücke zurück. Die untere Grenze der Versuchswerte beträgt etwa 60 vH der theoretischen Werte. Multipliziert man in den Gleichungen (47) und (48) die rechten Seiten mit 0,6 und setzt man $\nu = 0,3$, so erhält man statt der Gleichungen (47) und (48) folgende Formeln zur Berechnung der kritischen Schubspannungen, bei deren Verwendung man in allen normalen Fällen auf der sicheren Seite bleiben dürfte.

Tatsächlich zu erwartende kritische Schubspannungen.

Ränder eingespannt:

$$\tau_{kr} = E \left(\frac{\delta}{l}\right)^2 \left[3,0 + \sqrt{3,4 + 0,240 \frac{l^3}{(\delta r)^{3/2}}} \right] \quad (52)$$

Ränder gestützt:

$$\tau_{kr} = E \left(\frac{\delta}{l}\right)^2 \left[1,8 + \sqrt{1,2 + 0,201 \frac{l^3}{(\delta r)^{3/2}}} \right] \quad (53)$$

Eine rein empirische Formel zur Berechnung der kritischen Schubspannung gibt Lundquist (vgl. Schrifttum 6) an

$$\tau_{kr} = k E \left(\frac{\delta}{r}\right)^{1,35} \quad (54)$$

Hierbei hängt der Beiwert k von dem Verhältnis $\frac{l}{r}$ ab und kann aus folgender Zahlentafel entnommen werden:

$\frac{l}{r}$	0,2	0,25	0,3	0,4	0,5	0,75	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0
k	3,3	2,75	2,45	2,02	1,78	1,45	1,27	1,06	0,94	0,78	0,68	0,61

Die erste theoretische Untersuchung der Torsionsstabilität der dünnwandigen Kreiszyllinderschale hat Schwerin (vgl. 1) gegeben. Für die unendlich lange Schale findet er die Formel

$$\tau_{kr} = 0,248 E \left(1 + 0,45 \frac{\delta}{r}\right) \left(\frac{\delta}{r}\right)^{3/2} \quad (55)$$

Außerdem führt er im Falle endlicher Zylinderschalen mit gestützten Rändern für Verhältnisse $\frac{r}{\delta}$ zwischen 25 und 50 die Rechnung durch und gibt die Ergebnisse graphisch wieder. Die bislang vorliegenden Versuche sind jedoch an Schalen mit wesentlich größeren $\frac{r}{\delta}$ -Werten ausgeführt worden, so daß ein unmittelbarer Vergleich zwischen der Schwerinschen Rechnung und Versuchsergebnissen noch nicht möglich war. Es wurde von der DVL unter Verwendung der Schwerinschen Theorie für den Fall $\frac{r}{\delta} = 1000$ und gestützter Schalenränder die Rechnung durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Rechnung liegen ziemlich genau bei 0,75 der theoretischen Werte nach Donnell.

Die Arbeiten Sezawas (vgl. Schrifttum 2, 4) sind in versuchstechnischer Hinsicht bemerkenswert, jedoch ist die Theorie Sezawas unrichtig, da schon beim Ansatz der Gleichgewichtsbedingungen ein wesentlicher Ausdruck weggelassen ist. Die Ergebnisse dieser Theorie stimmen auch nicht mit den Versuchen Sezawas überein.

Schrifttum,

betreffend die Festigkeit isotroper zylindrischer Vollschalen bei Drillung.

1. E. Schwerin, Die Torsionsstabilität des dünnwandigen Rohres, Verhandl. 1. int. Kongr. techn. Mechanik, S. 255/265, Delft 1925, und Z. angew. Math. Mech. Bd. 5 (1925), S. 235/243. T.
2. K. Sezawa und K. Kubo, The buckling of a cylindrical shell under torsion, Aeron. Res. Inst. Tokyo Univ., Report 76 (1931). TV.
3. K. v. Sanden und F. Tölke, Über Stabilitätsprobleme dünner, kreiszyllindrischer Schalen, Ing.-Arch. Bd. 3 (1932), Heft 1, S. 24/66. T.
4. K. Sezawa, The nature of the torsional stability of a monocoque fuselage, J. Roy. aeron. Soc. Bd. 37 (1933), S. 411/422. TV.
5. L. H. Donnell, Stability of thin-walled tubes under torsion, N. A. C. A. Techn. Report 479, Washington 1933. TV.
6. E. E. Lundquist, Strength tests of thin-walled duralumin cylinders in torsion, N. A. C. A. Techn. Note 427, Washington 1932, V.
7. J. E. Younger, Principle of similitude as applied to research on thin-sheet structures, Aeron. Engng. Bd. 5 (1933), Heft 4, S. 163/169. V.

d) Zusammengesetzte Beanspruchung auf axialen Druck und auf Drillung.

Ist die kritische Druckspannung einer auf axialen Druck allein belasteten isotropen Kreiszyllinderschale σ_0 und die kritische Schubspannung bei Belastung auf Drillung allein τ_0 und sind die kritischen Spannungen bei zusammengesetzter Belastung σ und τ , so gilt näherungsweise die Gleichung

$$1 - \frac{\sigma}{\sigma_0} = \left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^n, \quad (56)$$

welche bei bekanntem σ_0 und τ_0 die kritischen Spannungen σ und τ bei zusammengesetzter Belastung zu berechnen gestattet. Gleichung (56) ist in Abb. 11 dargestellt. Aus Versuchen an Kreiszyllinderschalen, die gleichzeitig auf Drillung und axialen Druck bzw. Zug belastet wurden, wurde der Wert n angenähert zu $n = 3$ ermittelt (vgl. Schrifttum 1).

Schrifttum,

betreffend die Festigkeit isotroper zylindrischer Vollschalen bei zusammengesetzter Beanspruchung.

1. F. J. Bridget, C. C. Jerome und A. B. Vosseller, Some new experiments on buckling of thin-wall constructions, Trans. Amer. Soc. mech. Engr. Bd. 56 (1934), Heft 8, S. 569/578. V.

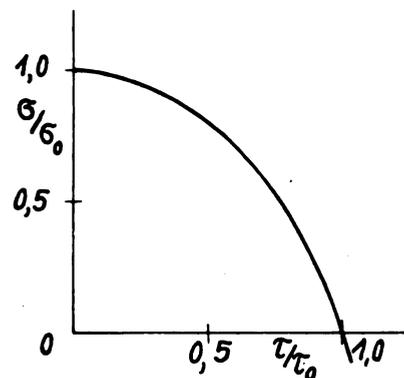


Abb. 11. Werte $\frac{\sigma}{\sigma_0}$ abhängig von $\frac{\tau}{\tau_0}$.

2. Orthotrope Schalen.

Zusammengesetzte Beanspruchung auf axialen Druck und radialen Außendruck. Beanspruchung auf Drillung.

Yamana (vgl. Schrifttum 1) hat die Stabilität orthotroper Kreiszylinderschalen bei zusammengesetzter Belastung auf axialen Druck und radialen Außendruck und bei Drillung untersucht. Die Ergebnisse sind jedoch noch nicht so dargestellt, daß die kritischen Lasten unmittelbar aus fertigen Formeln bestimmt werden können.

Zur Nachprüfung seiner Theorie hat Yamana Versuche an zylindrischen Schalen aus Wellblech ausgeführt. Die Versuche mit Belastung auf axialen Druck ergaben im Mittel nur etwa 50 vH der theoretischen kritischen Werte. Bei Belastung auf reine Drillung wurde nur ein Versuch ausgeführt. Die Abweichung des Versuchswertes von dem theoretischen betrug hierbei rd. 12 vH. Die von der Theorie vorausgesagten Wellenzahlen n stimmten jedoch in allen Fällen mit den beim Versuch gefundenen überein.

Schrifttum,

betreffend die Festigkeit orthotroper kreiszylindrischer Vollschalen bei zusammengesetzter Beanspruchung.

1. M. Yamana, On the elastic stability of aeroplane structures, J. Fac. Engng. Tokyo Univ. Bd. 20 (1933), Heft 8, S. 163/224. TV.

3. Vollschalen mit Versteifungen.

Näherungsrechnung bei Drillung.

Es seien im folgenden einige Formeln zur näherungsweise Berechnung der Spannungen in der Haut und in den Versteifungen einer durch das Drillmoment T beanspruchten versteiften, kreiszylindrischen Vollschale angegeben. Den Aufbau des Systems, wie es den weiteren Betrachtungen zugrunde liegt, zeigt Abb. 12. Auf den Querversteifungen (Spanten) sitzen gleichmäßig über den Umfang verteilt durchlaufende Längsversteifungen, die ihrerseits mit der Außenhaut der Schale vernietet sind. Der Abstand der Längsversteifungen werde als klein vorausgesetzt.

Ist die Außenhaut sehr dünn, so wird sie schon bei ganz geringer Last ausbeulen und Zugdiagonalfelder ausbilden. Dieser Fall allein werde näher untersucht. Die Zugdiagonalen seien unter dem Winkel α gegen die Zylinderachse geneigt. Man kann α näherungsweise nach einer von Prof. Wagner angegebenen Formel berechnen:

$$\operatorname{tg}^2 \alpha = \frac{1 - \frac{\sigma_x}{\sigma}}{1 - \frac{\sigma_y}{\sigma} + \frac{E}{\sigma} \frac{\varphi^2}{24}} \quad (57)$$

Dabei ist:

- σ die Zugspannung in der Haut in Richtung der Zugdiagonalen,
- σ_x die Normalspannung in den Längsversteifungen,
- σ_y die Normalspannung in den Spanten,
- φ der durch zwei benachbarte Längsversteifungen bestimmte Zentriwinkel.

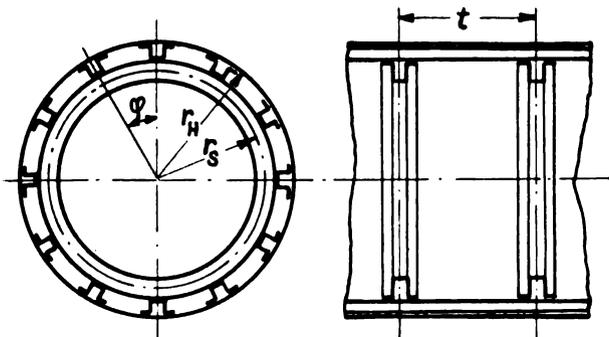


Abb. 12. Kreiszylinderschale mit Längs- und Querversteifungen.

Die Formel (57) setzt die Kenntnis der Spannungen σ_x und σ_y voraus. Man wird zunächst den Wert α schätzen und mittels der weiter unten angegebenen Gleichungen (58), (59), (61) die Werte σ , σ_x , σ_y berechnen und damit aus Gleichung (57) einen genaueren Wert für α erhalten. Gegebenenfalls wiederholt man das Verfahren.

Die Zugspannung σ in der Haut in Richtung der Zugdiagonalen wird

$$\sigma = \frac{T}{\pi r_H^2 \delta} \frac{1}{\sin 2\alpha} \quad (58)$$

Dabei ist r_H der Krümmungsradius und δ die Wandstärke der Blechhaut.

In den Längsversteifungen wird durch die Zugdiagonalfelder in der Außenhaut die Normalspannung

$$\sigma_x = - \frac{T}{n r_H F_x} \cot \alpha \quad (59)$$

hervorgerufen. Es ist n die Anzahl der Längsversteifungen und F_x der Querschnitt einer Längsversteifung.

Durch die Umlenkung der Zugdiagonalen an den Längsversteifungen wird von der Haut auf jede Längsversteifung eine radial nach innen gerichtete Belastung ausgeübt. Bezeichnen wir diese auf die Längeneinheit bezogene Belastung mit p und nehmen wir an, daß p über die Längsversteifung unveränderlich sei, so wird

$$p = \frac{T}{n r_H^2} \operatorname{tg} \alpha \quad (60)$$

Die Längsversteifungen sind also auf Knickbiegung zu berechnen.

An den Verbindungsstellen zwischen Längsversteifungen und Spanten laden die Längsversteifungen ihre Last $p \cdot t$ auf die Spante ab (t = Spantenabstand). Infolge der an den Spanten radial nach innen gerichteten Einzelkräfte wird in den Spanten eine Normalspannung σ_y und eine maximale örtliche Biegespannung σ_b hervorgerufen. Es wird

$$\sigma_y = - \frac{T t}{2 \pi r_H^2 F_y} \operatorname{tg} \alpha \quad (61)$$

und

$$\sigma_b = \frac{\pi}{6} \frac{T t}{n^2 k F_y} \frac{r_s}{r_H^2} \operatorname{tg} \alpha \quad (n \geq 6), \quad (62)$$

wobei

F_y der Spantquerschnitt,

r_s der Radius der mittleren Faser des Spantes,

$k = \frac{W}{F_y}$ (W = Widerstandsmoment des Spantquerschnitts)

ist.

Ist das kritische Drillmoment T_{kr} , bei welchem das Blech zwischen den Versteifungen ausbeult, von der gleichen Größenordnung wie T , so hat man in den Formeln (58) bis (62) T durch $T - T_{kr}$ zu ersetzen.

Das Verhältnis zwischen Biege- und Normalspannung ist

$$\sigma_b : \sigma_y = \frac{\pi^2}{3} \frac{r_s}{n^2 k} \quad (63)$$

Sind auch die Spanten mit der Haut vernietet, so wird ein Teil der radial nach innen gerichteten Belastung, welche die Außenhaut auf das Gerippe der Versteifungen ausübt, unmittelbar auf die Spante übertragen. Man bleibt in diesem Falle auf der sicheren Seite, wenn man für die Berechnung der Versteifungen die oben angegebenen Formeln verwendet.

V. Zusammenfassung.

Der Bericht enthält eine Zusammenstellung bisher veröffentlichter einfacher Formeln und Berechnungsverfahren zur Bestimmung der Stabilität und Festigkeit mit dünnem Blech beplankter Konstruktionen (Platten- und Schalenkonstruktionen) im Flugzeugbau. Es handelt sich dabei insbesondere um die Berechnung isotroper, orthotroper und versteifter rechteckiger Platten, kreiszylindrischer Teil- und Vollschalen bei verschiedenen Belastungsarten. Hinweise auf das einschlägige Schrifttum, das am Ende jedes Abschnittes ausführlich angegeben ist, sollen ein eingehenderes Studium der behandelten Fragen erleichtern.

Die Druckfestigkeit versteifter zylindrischer Schalen¹⁾.

Von Dji-Djüan Dschou.

Mitteilung aus dem Flugtechnischen Institut der T. H. Berlin²⁾.

Die Bekleidungsbleche von in Schalenbauweise ausgeführten Flugzeugrümpfen und Flügeln werden durch Profile versteift, die teils in Achsrichtung, (Längsprofile), teils in Umfangsrichtung (Querprofile) verlaufen. Infolge von biegender Kräfte entstehen in diesen Blechzylindern Zug- und Druckspannungen. Im Bereich der Druckspannungen besteht Gefahr des Ausknickens. Um ein Bild über die Abhängigkeit der Knickspannung von der Art und Stärke der Versteifungen zu erhalten, wird in dieser Arbeit, im Anschluß an vorliegende Veröffentlichungen^{3) 4)} für Zylinder von kreisförmigem Querschnitt die Knickspannung berechnet. Dabei wird vorausgesetzt, daß das Blech so eng versteift ist, daß es zwischen den Versteifungsprofilen nicht ausbeult. Ferner wird angenommen, daß der Zylinder überall gleich große Druckspannungen erfährt; es wird also von der bei Biegung auftretenden Veränderlichkeit der Längsspannungen längs des Umfangs abgesehen. Neben der Knickspannung werden die Abmessungen der sich bildenden sinusförmigen Beulen berechnet.

In vielen Fällen bilden sich längs des Zylinderumfangs sehr viele Beulen, so daß der Zentriwinkel einer Beule klein ist. Die für gleichmäßigen Druck berechnete Knickspannung gibt dann sehr angenähert auch die Knickspannung bei Biegung des Zylinders an. Ferner ist in diesen Fällen das Ergebnis auch auf Zylinder von z. B. elliptischem Querschnitt anwendbar, wenn man den Radius der jeweils interessierenden Stelle in die Gleichungen einsetzt.

Bisweilen zeigt es sich auch, daß der Krümmungsradius des Zylinders auf die Knicklast geringen Einfluß hat. Die Knicklast ist dann nur von der Biegesteifigkeit der Versteifungsprofile abhängig. Das Blech ist in einem solchen Fall nur so weit zu berücksichtigen, als es die Biegesteifigkeit der Versteifungsprofile beeinflusst. Die sich ergebenden Gleichungen können dann auch auf Zylinder angewandt werden, bei welchen das Blech zwischen den Versteifungen ausbeult, wobei eine gewisse mittragende Breite des Bleches zu berücksichtigen ist⁵⁾.

Gliederung.

- I. Bezeichnungen.
- II. Übersicht.
 - A) Grundlagen.
 - B) Der Gültigkeitsbereich der Näherungsgleichung.
 - C) Die minimale Knicklast.
 - D) Die auftretende Beulenzahl.
 - E) Die Knickspannung.
 - F) Grenzwerte der Knickspannung.
 - G) Die Knickspannung bei eingespannten Rändern.
 - H) Großer Abstand der Versteifungsprofile.
 - I) Die zulässige Druckspannung ausgeführter Schalen.
 - K) Beispiel.
 - L) Bemerkung über die Anzahl der unabhängigen Variablen.
- III. Bestimmung der kleinsten Knickdehnung.
- IV. Näherungsformeln für die kleinste Knickdehnung.
 - A) Formeln für Bleche mit Längs- und Querversteifungen, deren Torsionssteifigkeit gegenüber der Biegesteifigkeit klein ist.
 - B) Formeln für Bleche mit Längsversteifungen.
 - C) Formeln für Bleche mit Querversteifungen.

¹⁾ Dissertation „Die Knickfestigkeit des auf Druck beanspruchten versteiften zylindrischen Bleches für den Flugzeugbau“, Technische Hochschule Berlin, genehmigt am 4. Juli 1934. Die Einleitung und einzelne Teile der „Übersicht“ sind der Abrundung halber, z. T. nach Abreise des Herrn Dschou, vom Leiter des Instituts hinzugefügt.

²⁾ Leiter Prof. Dr.-Ing. H. Wagner.
³⁾ v. Sanden und Tölke, „Stabilitätsprobleme dünner kreiszylindrischer Schalen“, Ingenieurarchiv, Bd. 3 (1932), S. 24. In dieser Arbeit wird der Zylinder ohne Versteifung behandelt. Sie bezieht sich zwar an einigen Stellen auch auf querversteifte Zylinder, betrachtet jedoch nur die lokale Knickung des Bleches zwischen den Versteifungen.

⁴⁾ Flügel, „Stabilität der Kreiszylinderschale“, Ingenieurarchiv Bd. 3 (1932), S. 463. Hier ist der Zylinder ohne Versteifung vollständig behandelt. Für orthotrope Zylinder stellt Flügel die Knickdeterminante auf. In vorliegender Arbeit wird diese sehr unübersichtliche Determinante ausgewertet.

⁵⁾ Die demnächst in der Luftfahrtforschung erscheinende Arbeit von R. Lahde und H. Wagner „Versuche zur Ermittlung der mittragenden Breite von verbeulten Blechen“ welche bei einem ursprünglich ebenen, ausbeulenden Blech den Einfluß des Bleches auf die Biegesteifigkeit der Versteifungsprofile behandelt, gibt auch für zylindrische Bleche einen Anhalt für die Abschätzung dieses Einflusses.

- V. Ableitung der Knickgleichung.
- VI. Einfluß einer Exzentrizität der Versteifungsprofile auf die kleinste Knickdehnung.
- VII. Zusammenfassung.

I. Bezeichnungen.

Die Ausbildung der Schale betreffende Bezeichnungen:

- E kg cm⁻². Elastizitätsmodul.
- ν Querkontraktionszahl.
- r cm. Radius der Zylinderschale.
- l_0 cm. Länge des Schalenstückes in Achsrichtung (Abb. 1).
- $b_0 = r \varphi_0$ cm. Breite des Schalenstückes in Umfangsrichtung, kurz »Blechbreite« genannt (Abb. 1).
- φ_0 Zentriwinkel des Schalenstückes.
- s cm. Wandstärke des Bleches.
- s_x cm. Querschnittsfläche eines Längsprofils zuzüglich der zugehörigen Querschnittsfläche des Bleches, geteilt durch den Abstand der Längsprofile.
- J_x cm⁴. Trägheitsmoment eines Längsprofils einschließlich der zugehörigen Querschnittsfläche des Bleches, bezogen auf den gemeinsamen Schwerpunkt von Versteifungsprofil und Blech, geteilt durch den Abstand der Längsprofile.
- s_y cm. Querschnittsfläche eines Querprofils zuzüglich der zugehörigen Querschnittsfläche des Bleches, geteilt durch den Abstand der Querprofile.
- J_y cm⁴. Trägheitsmoment eines Querprofils einschließlich einer gering anzusetzenden mittragenden Breite des Bleches, geteilt durch den Abstand der Querprofile.
- $E J_{tx}$ kg cm. Mittlere Drillungssteifigkeit eines in Längsrichtung verlaufenden Streifens von 1 cm Breite ($E J_{tx}$ kann meist Null gesetzt werden).
- $E J_{ty}$ kg cm. Mittlere Drillungssteifigkeit eines in Umfangsrichtung verlaufenden Streifens von 1 cm Länge ($E J_{ty}$ kann meist Null gesetzt werden).

$$J_t = J_{tx} + J_{ty}$$

$$m_0 = \frac{\pi \cdot r}{l_0} \quad n_0 = \frac{\pi \cdot r}{b_0}$$

$$h = \frac{s}{s_x} \quad H = \frac{s_y}{s_x}$$

$$K_x = \frac{J_x}{r^2 \cdot s_x} \quad K_y = \frac{J_y}{r^2 \cdot s_x} \quad K_t = \frac{J_t}{r^2 \cdot s_x}$$

Für das Blech ohne Versteifungen gilt

$$J_x = J_y = \frac{J_t}{2} = \frac{s^4}{12(1-\nu^2)}$$

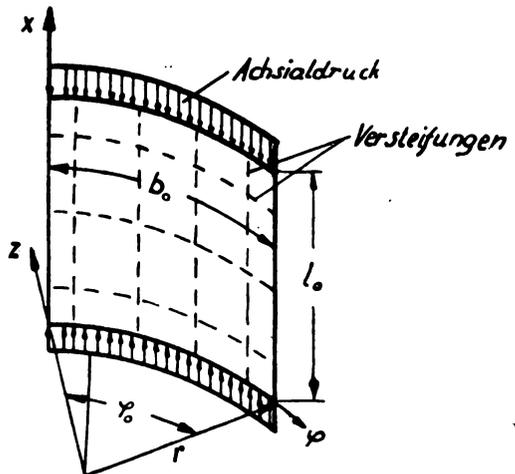


Abb. 1. Versteifte Schale unter Axialdruck.

Die Vorgänge beim Ausknicken betreffende Bezeichnungen:

σ kg cm⁻². Knickspannung (Druckspannung in Achsrichtung).

$\epsilon = \frac{\sigma}{E}$. Knickdehnung (Druckdehnung in Achsrichtung).

σ_{abs} kg cm⁻². Absolut kleinste Knickspannung. Diese Knickspannung tritt auf, wenn die Abstände l_0 und b_0 der Ränder des Schalenteiles so groß sind, daß sie die Ausbildung der Beulen nicht mehr beeinflussen.

$$\epsilon_{\text{abs}} = \frac{\sigma_{\text{abs}}}{E}$$

l cm. Länge einer Beule (Halbwelle), gemessen in Achsrichtung.

b cm. Breite einer Beule in Umfangsrichtung.

$m = \frac{\pi r}{l}$. Anzahl der Beulen in Längsrichtung auf einer Länge πr .

$n = \frac{\pi r}{b}$. Anzahl der Beulen in Umfangsrichtung auf einer Breite πr .

$m_1 = \frac{\pi \cdot r}{l_1}$, $n_1 = \frac{\pi r}{b_1}$. Die zur kleinsten Knickspannung σ_{abs} gehörigen Werte von m und n .

$\beta = \frac{n}{m}$. Seitenverhältnis einer Beule.

$\beta_1 = \frac{l_1}{b_1} = \frac{n_1}{m_1}$. Das zu σ_{abs} gehörige Seitenverhältnis einer Beule

$\sigma_{\text{Eu}} = \frac{\pi^2 E J_x}{s_x l_0^2}$ kg cm⁻². Euler-Knickspannung einer gleich versteiften ebenen Blechwand von unendlicher Breite und von der Länge l_0 des Schalenteiles.

$\sigma_c = \frac{2\pi^2 E}{s_x b_0^2} \sqrt{J_x J_y}$ kg cm⁻². In der Rechnung auftretender Spannungswert. Er besitzt die Größe der Knickspannung einer gleich versteiften ebenen Blechwand von unendlicher Länge und von der Breite b_0 des Schalenteiles, wenn man die Drillungssteifigkeit von Blech und Versteifungsprofilen vernachlässigt.

$\sigma_a = \frac{2E}{r s_x} \sqrt{\frac{J_x J_y}{\frac{J_x}{s_x} + \frac{J_y}{s_y}}}$ kg cm⁻². In der Rechnung auftretender Spannungswert. Er besitzt etwa die Größe von σ_{abs} .

σ_{eben} kg cm⁻². Knickspannung einer gleich versteiften ebenen Blechwand von der Länge l_0 und der Breite b_0 des Schalenteiles. Für eine sehr breite, aber kurze Blechwand gilt z. B. $\sigma_{\text{eben}} = \sigma_{\text{Eu}}$, für eine sehr lange, aber schmale Blechwand gilt z. B.

$$\sigma_{\text{eben}} = \sigma_c + \frac{\pi^2 E J_t}{s_x b_0^2}$$

σ_w kg cm⁻² Geschätzte wirkliche Knickspannung unter Berücksichtigung von Herstellungsungenauigkeiten der Schale.

II. Übersicht.

A) Grundlagen.

Die Arbeit behandelt das Knicken versteifter zylindrischer Schalen, die durch gleichmäßig über den Umfang verteilte Axialkräfte (Druck) belastet werden (Abb. 1). Die Versteifungen verlaufen teils in Achsrichtung (Längsversteifungen), teils in Umfangsrichtung (Querversteifungen) und werden als sehr (unendlich) eng liegend vorausgesetzt (orthotrope Schale). An den Rändern soll die Schale frei drehbar, aber hinsichtlich einer Verschiebung senkrecht zur Oberfläche der Schale starr aufgelagert sein (nicht eingespannt)⁹⁾.

Die Knicklast einer solchen Schale ist im wesentlichen von drei Dingen abhängig:

⁹⁾ Die genauen Grenzbedingungen sind unter 3. angegeben.

1. Von den äußerlichen Abmessungen des Schalenteiles. Diese sind gegeben durch den Radius r der Schale und durch die Abmessungen des Feldes, d. h. den Abstand der Ränder, an welchen die Schale als starr aufgelagert anzusehen ist. Solche Ränder werden z. B. gebildet durch starre Ringe oder Querspannen und durch in Längsrichtung verlaufende Holme. Statt der Länge l_0 und der Breite b_0 des Schalenteiles sind in die Gleichungen die Größen $\frac{\pi r}{l_0} = m_0$ und $\frac{\pi r}{b_0} = n_0$ eingeführt.

2. Von der Art der Versteifungen der Zylinderschale. Unter Versteifungen werden auf das Blech genietete oder geschweißte Profile verstanden. Die fünf in den Knickgleichungen als gegeben anzusehenden Dimensionierungsgrößen K_x, K_y, K_t, H, h sind durch die Blechstärke und die Versteifungen bestimmt.

Folgende drei Versteifungsarten sind zu unterscheiden: Längs- und Querversteifungen: Die Profile sind sowohl in Längs- als auch in Umfangsrichtung angebracht ($K_x \sim K_y$).

Längsversteifungen: Wir betrachten das Stück des Zylinders zwischen zwei als starr anzusehenden Ringen. Auf diesem Stück sollen nur in Längsrichtung verlaufende Profile liegen ($K_x \gg K_y$).

Querversteifungen: Wir betrachten das Stück des Zylinders zwischen zwei als starr anzusehenden Holmen. Auf diesem Stück sollen nur in Umfangsrichtung verlaufende Profile liegen ($K_x \ll K_y$).

3. Von den Beulenabmessungen. Beim Ausknicken treten am Schalenteil in Längsrichtung oder in Umfangsrichtung eine oder mehrere sinusförmige Beulen auf. Die Länge l und die Breite b dieser Beulen, die in den Formeln durch $m = \frac{\pi r}{l}$ und $n = \frac{\pi r}{b}$ ersetzt sind, hängen von Art und Stärke der Versteifungen und von den Abmessungen des Schalenteiles (von m_0 und n_0) ab. Diese Zusammenhänge werden später erläutert.

B) Der Gültigkeitsbereich der Näherungsgleichung.

Denke man sich zunächst die Beulenabmessungen m und n gegeben, so wird die Knickspannung σ durch folgende Näherungsgleichung bestimmt (vgl. Gl. (18a)):

$$\sigma/E = m^2 K_x + n^2 K_t + \frac{n^4}{m^2} K_y + \frac{m^2}{\frac{m^4}{H} + \frac{2}{h} m^2 n^2 + n^4} \quad (1)$$

In dieser Gleichung stellen die ersten drei Glieder die Knickspannung einer gleichversteiften ebenen Blechwand mit den Abmessungen der Beule dar; der Bruch gibt die durch die Krümmung der Blechwand hervorgerufene Zunahme der Knickspannung wieder.

Da die Gl. (1) durch gewisse Vernachlässigungen aus der exakten Knickgleichung (Gl. (18)) gewonnen wurde, ist sie nur unter gewissen Voraussetzungen gültig. Insbesondere ist nicht mehr der Fall der Knickung des ganzen Zylinders nach Euler enthalten. Um den Euler-Fall sicher auszuschließen, muß die Länge l_0 des Zylinders kleiner als etwa $20r$ sein. Unter dieser Voraussetzung ist, wie eine eingehende Überlegung zeigt, Gl. (1) anwendbar, wenn eine einzige der folgenden vier Bedingungen erfüllt ist:

1. die Schale besitzt Querversteifungen, aber keine Längsversteifungen;
2. die Schale besitzt Längs- und Querversteifungen bei kleiner Torsionssteifigkeit ($K_t/2 < 0,7 K_x$);
3. die Länge des Schalenteiles ist kleiner als r ;
4. der Zentriwinkel des Schalenteiles ist kleiner als 30° .

Ist keine einzige dieser vier Bedingungen erfüllt, so berechne man trotzdem Beulenabmessungen und Knickspannung mittels Gl. (1); obwohl die Beulenabmessungen mit den nach der genauen Gl. (22) ermittelten u. U. schlecht übereinstimmen, wird die Knickspannung doch mit hinreichender Genauigkeit richtig angegeben.

C) Die minimale Knicklast.

Wird die Ausbildung der Beulen durch die Ränder des Schalenfeldes nicht begrenzt, besteht also die Möglichkeit, daß sich z. B. in beiden Richtungen mehrere Beulen ausbilden, so tritt die kleinstmögliche Knickspannung σ_{abs} auf:

$$\sigma_{abs} = 2 E \sqrt{\frac{K_t}{2 \beta_1^2} + K_q} \cdot \frac{1}{1 + \frac{1}{h \beta_1^2}} \dots \dots \dots (2)$$

Hierin ist $\beta_1 = \frac{l_1}{b_1} = \frac{n_1}{m_1}$ das zuder kleinsten Knickspannung gehörige Seitenverhältnis einer Beule (vgl. genaue Gl. (22)). Ist die Drillsteifigkeit klein gegenüber einer der beiden Biegesteifigkeiten (K_t klein gegen K_x oder K_q), so gilt:

$$\beta_1^2 = \frac{H K_x - \frac{h K_t}{2}}{K_q - \frac{h K_t}{2}} = \frac{s_q J_x - s \frac{J_t}{2}}{s_x J_q - s \frac{J_t}{2}} \dots \dots \dots (3)$$

Wird β_1 imaginär, so gibt es keine von den Randabständen unabhängige minimale Knickspannung. Es bildet sich dann entweder in Umfangsrichtung nur eine Beule (dies ist immer der Fall, wenn der Zähler von Gl. (3) negativ wird) oder in Längsrichtung nur eine Beule.

Einsetzen von Gl. (3) in Gl. (2) ergibt bei Vernachlässigung von K_t (K_t klein gegen K_x oder K_q):

$$\sigma_{abs} = \frac{2 E}{r s_x} \sqrt{\frac{J_x J_q}{\frac{J_x}{s_x} + \frac{J_q s_x}{s_q s}}} \dots \dots \dots (4)$$

Aus dieser Formel ist das Ergebnis leicht herauszulesen, daß bei Versteifungen in nur einer Richtung die minimale Knickspannung

$$\sigma_{abs} = \frac{0,578}{\sqrt{1-\nu^2}} \cdot E \cdot \frac{s}{r} \sqrt{\frac{s_q}{s}} \quad (\text{Querversteifung, } J_x \ll J_q) \quad (5)$$

bzw.

$$\sigma_{abs} = \frac{0,578}{\sqrt{1-\nu^2}} \cdot E \cdot \frac{s}{r} \sqrt{\frac{s}{s_x}} \quad (\text{Längsversteifung, } J_q \ll J_x) \quad (6)$$

nahezu in die Knickspannung des unversteiften Bleches

$$\sigma_{abs} = \frac{0,578}{\sqrt{1-\nu^2}} \cdot E \cdot \frac{s}{r} \dots \dots \dots (7)$$

übergeht. Eine beträchtliche Erhöhung der minimalen Knickspannung gegenüber dem unversteiften Blech tritt also nur dann ein, wenn in beiden Richtungen Versteifungen aufgebracht sind.

D) Die auftretende Beulenzahl.

Um in sicherer Weise festzustellen, ob sich eine oder mehrere Beulen in Umfangsrichtung oder in Längsrichtung bilden, muß man in folgender Reihenfolge vorgehen:

- a) In beiden Richtungen mehrere Beulen. Man stelle fest, ob die Abmessungen des Schalenfeldes in beiden Richtungen zugleich größer sind als die Abmessungen der zur minimalen Knickspannung σ_{abs} gehörigen Beulenabmessungen (β_1 nach Gl. (3) oder (22); m_1^2 z. B. nach Gl. (20); $n_1 = m_1 \beta_1$). Trifft dies zu, so ist die Knickspannung durch σ_{abs} gegeben. Trifft dies nicht zu oder ist β_1 imaginär, so ist zu untersuchen, ob einer der beiden Fälle b) oder c) auftritt.
- b) Nur in Umfangsrichtung mehrere Beulen. Man bestimme entsprechend Abb. 2 oder nach Gl. (46) die Beulenbreite (b_1). Ist das Feld breiter als die Beule, so tritt dieser Fall auf.
- c) Nur in Längsrichtung mehrere Beulen. Man bestimme entsprechend Abb. 4 oder nach Gl. (51) die Beulenlänge (l_1). Ist das Feld länger als die Beule, so tritt dieser Fall auf.
- d) Nur eine Beule. Dieser Fall tritt immer ein, wenn keiner der Fälle a), b), c) eintraf.

Ergeben sich bei der Ermittlung der m_1 - und n_1 -Werte nicht ganzzahlige Beulenzahlen (m_1/m_0 bzw. n_1/n_0), so muß man, wenn man genau rechnen will, die diesen Werten benachbarten m_1 - und n_1 -Werte, die ganzzahlige Beulenzahlen geben, in Gl. (1) bzw. (18) einsetzen und nachsehen, welcher Beulenzahl die kleinste Knickspannung entspricht.

Es sei noch bemerkt, daß bei nur in Längsrichtung versteiften Schalen sich immer der Fall b) (nur in Umfangsrichtung mehrere Beulen) einstellen wird.

E) Die Knickspannung.

Für Fall a) ist die Knickspannung durch Gl. (2) gegeben. Für Fall d) ergibt sich die Knickspannung durch Einsetzen der Blechabmessungen als Beulenabmessungen in Gl. (1) ($m = m_0$; $n = n_0$).

Im Fall b) (nur in Umfangsrichtung mehrere Beulen) beträgt die Knickspannung

$$\sigma = \sigma_{Eu} + \frac{E}{r} \sqrt{\frac{J_q}{s_x}} \cdot \lambda \dots \dots \dots (8)$$

wobei λ aus Abb. 3 zu entnehmen ist. Für nur in einer Richtung verlaufende Versteifungen ergeben sich im besonderen die einfachen Beziehungen:

nur Längsversteifungen nur Querversteifungen

$$\sigma = \sigma_{abs} + \sigma_{Eu} \dots \dots \dots (9) \quad \sigma = \sigma_{Eu} \left(1 + \frac{\sigma_{abs}^2}{4 \sigma_{Eu}^2} \right) \dots \dots (10)$$

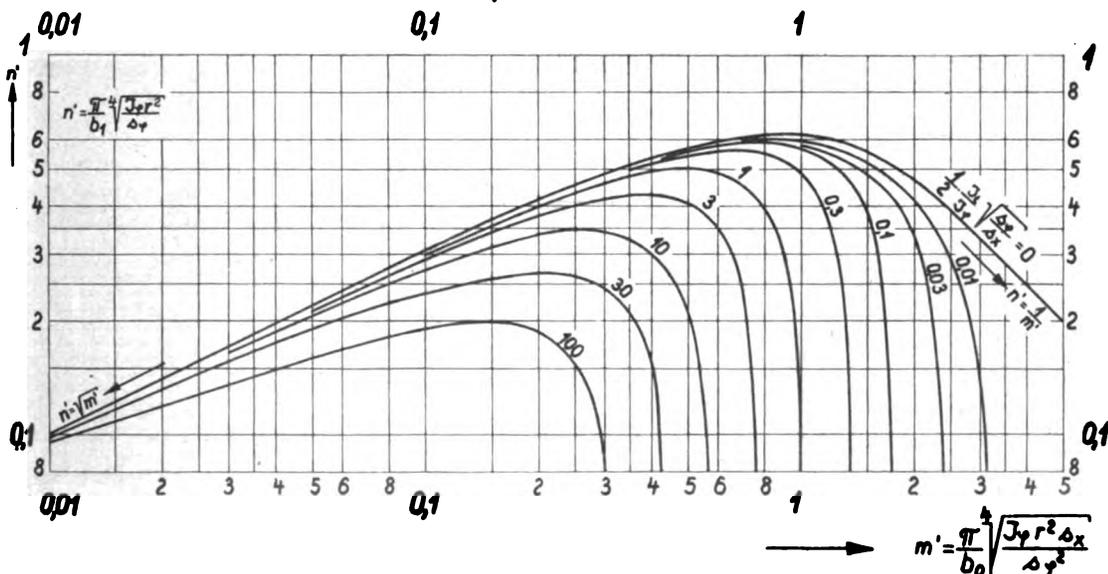


Abb. 2. Mehrere Beulen nur in Umfangsrichtung: Beulenzahl in Abhängigkeit von der Länge des Schalenstückes.

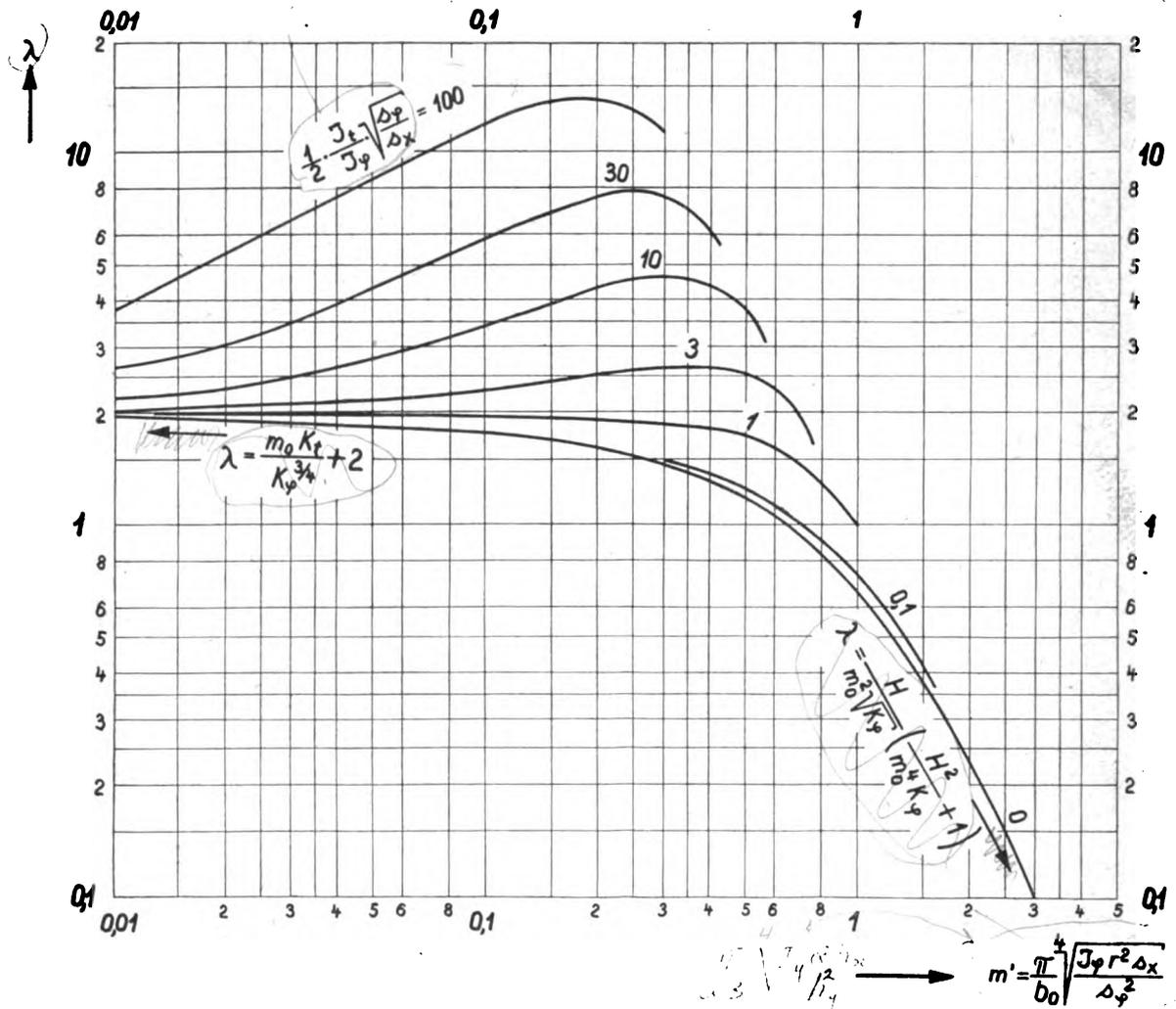


Abb. 3. Mehrere Beulen nur in Umfangsrichtung: Koeffizient λ zur Bestimmung der Knickspannung nach Gl. (27).

In diesen Gleichungen bedeutet σ_{Eu} die Euler-Spannung der ebenen Blechwand für die gegebene Länge l_0 des Feldes:

$$\sigma_{Eu} = \frac{\pi^2 E \cdot J_x}{s_x l_0^2}$$

Im Fall c (nur in Längsrichtung mehrere Beulen) beträgt die Knickspannung:

$$\sigma = \mu \sqrt{\sigma_a^2 + \sigma_e^2} + \frac{E \cdot \pi^2 \cdot J_t}{b_0^2 s_x}, \dots \dots (11)$$

wobei μ aus Abb. 5 a, b zu entnehmen ist ($\mu \approx 1$). Die Bedeutung von σ_a und σ_e ist unter »Bezeichnungen« angegeben.

Für nur in einer Richtungen verlaufende Versteifungen ergibt sich für beide Versteifungsarten die gleiche Beziehung

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{abs}^2 + \sigma_e^2} \dots \dots \dots (12)$$

Aus vorstehendem ist zu entnehmen, daß bei kurzen Zylindern Längsversteifungen allein eine erhebliche Erhöhung der Knickspannung geben, Querversteifungen allein dagegen eine geringe. Nur bei sehr langen, aber schmalen Schalen geben Querversteifungen allein eine ebenso große Erhöhung der Knickspannung wie Längsversteifungen allein.

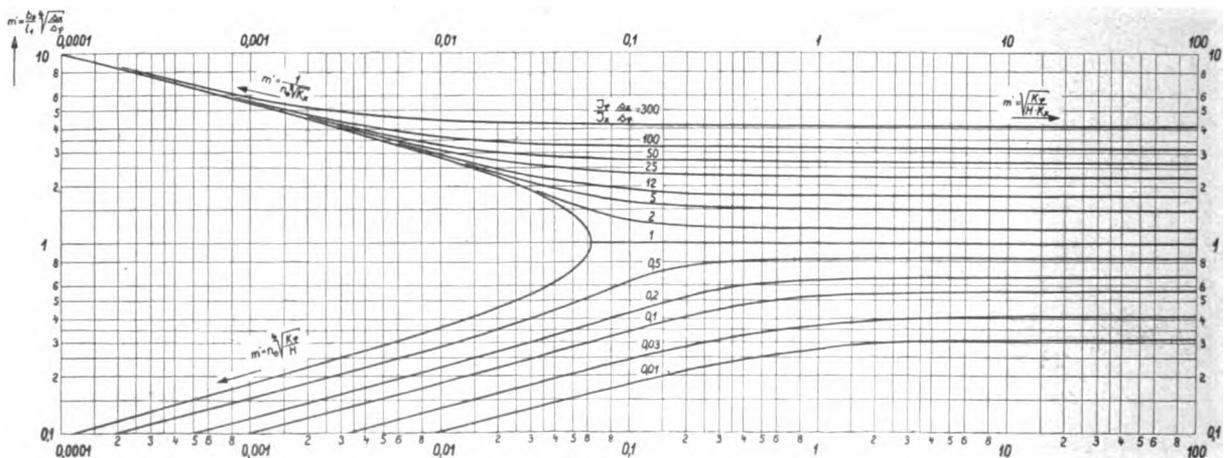


Abb. 4. Mehrere Beulen nur in Längsrichtung: Beulenzahl in Abhängigkeit der Breite des Schalenstückes.

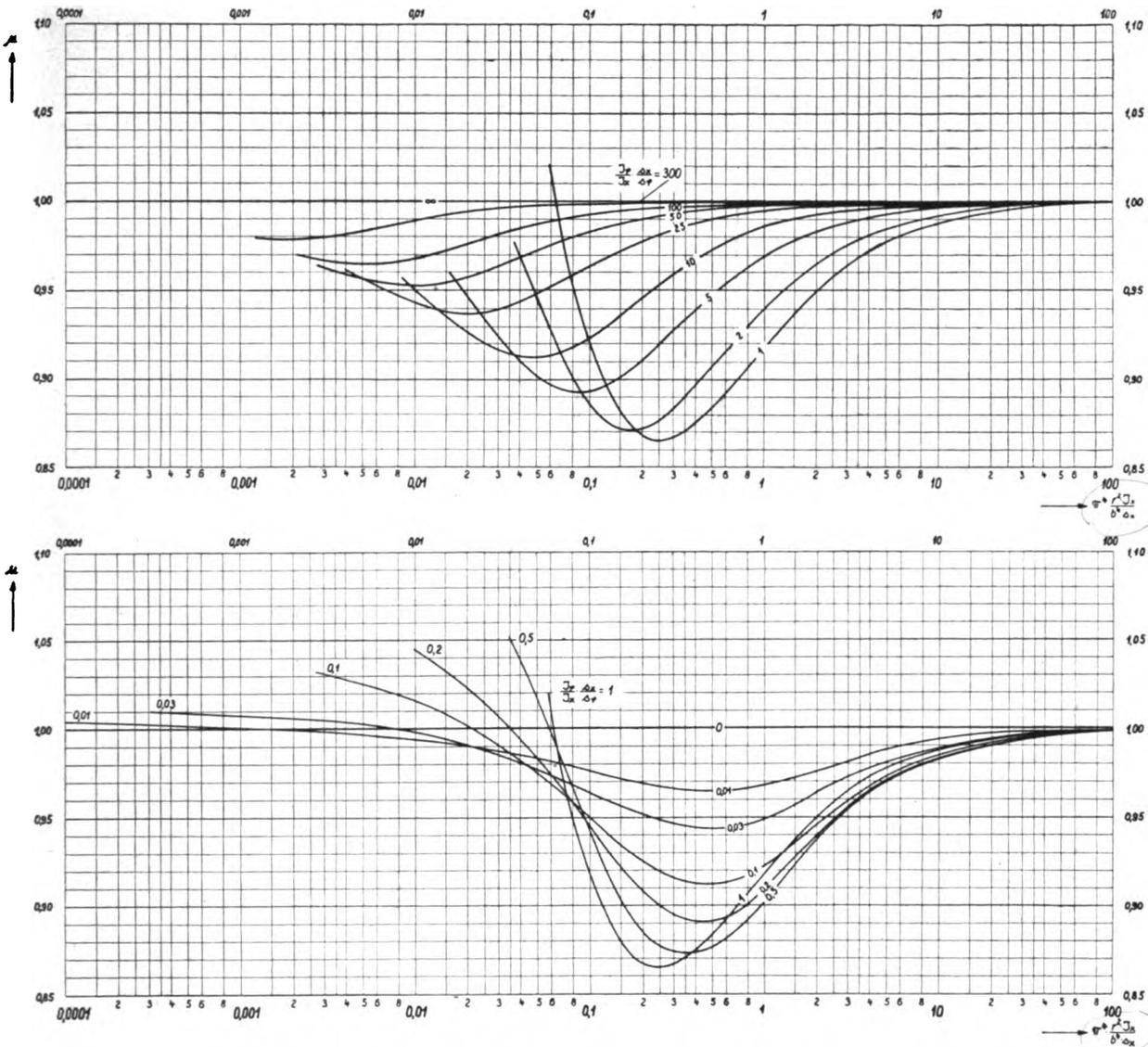


Abb. 5 a, b. Mehrere Beulen nur in Längsrichtung: Koeffizient μ zur Bestimmung der Knickspannung nach Gl. (32).

F) Grenzwerte der Knickspannung.

Um bei der Konstruktion die Knickspannung krummer Zylinderschalen schnell abschätzen zu können, ohne erst die zahlreichen Fälle verschiedener Beulenzahlen und Versteifungsarten im einzelnen untersuchen zu müssen, sei angegeben:

1. Die Knickspannung σ der Zylinderschale ist mindestens gleich der Knickspannung σ_{eben} einer gleichversteiften ebenen Blechwand gleicher Feldgröße, also

$$\sigma \geq \sigma_{\text{eben}}, \dots \dots \dots (13)$$

σ_{eben} ist unter »Bezeichnungen« näher erläutert.

2. Die Knickspannung σ der krummen Schale ist bei jeder Feldgröße mindestens gleich σ_{abs} (vgl. Gl. (2)); also

$$\sigma \geq \sigma_{\text{abs}} \dots \dots \dots (14)$$

3. Die obere Grenze für die Knickspannung der krummen Schale ist in jedem Falle gegeben durch die Beziehung:

$$\sigma \leq \sigma_{\text{abs}} + \sigma_{\text{eben}} \dots \dots \dots (15)$$

Die Gültigkeit dieser Ungleichungen läßt sich für die vier Fälle 1 bis 4 beweisen. Auf die Wiedergabe der nicht ganz einfachen Beweise sei hier verzichtet.

Die Beziehungen Gl. (13) und Gl. (15) gelten auch für den Fall, daß das Blech zwischen den Versteifungen ausbeult.

G) Die Knickspannung bei eingespannten Rändern.

Aus Abschnitt E) und F) erkennt man, daß zwischen der Knickspannung einer ebenen Blechwand und der einer

krummen Schale enge Zusammenhänge bestehen. Die Lösung des Knickproblems für am Rande eingespannte Schalen bietet erhebliche Schwierigkeiten. Es kann wohl als sicher angesehen werden, daß die im Vergleich zu einer gleich versteiften ebenen Blechwand von gleicher Feldgröße auftretende Erhöhung der Knickspannung infolge der Krümmung bei einer an den Rändern eingespannten Schale nicht größer ist als bei einer aufgelagerten Schale. Dies führt dazu, die unter F) angegebenen Grenzen für die Knickspannung auch für am Rand eingespannte Schalen als gültig anzusehen, wobei dann σ_{eben} die Knickspannung der ebenen, am Rand eingespannten Blechwand bedeutet.

H) Großer Abstand der Versteifungsprofile.

Alle Längsversteifungen des Schalenstückes seien gleich stark und in gleichem Abstand angeordnet. Das gleiche gelte für die Querversteifungen. Unter dieser Voraussetzung bleiben alle abgeleiteten Beziehungen auch für großen Abstand der Versteifungen gültig, solange nur dieser Abstand kleiner ist, als etwa die halbe Länge bzw. Breite einer Beule.

Zum Beweis sei folgendes ausgeführt. Ein Stück einer Sinuslinie von der Länge L (Abb. 6) beginne und ende mit der Ordinate Null. Wir teilen die Abszisse von der Länge L in eine Anzahl $\frac{L}{t}$ gleicher Teile und ziehen an diesen Stellen die Ordinate. Die Größe der Ordinate der Sinuslinie sei mit D bezeichnet. Dann läßt sich leicht beweisen:

$$\Sigma D^2 = \frac{L}{t} \cdot \frac{1}{2} D_0^2,$$

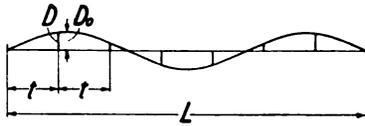


Abb. 6. Bild zur Erläuterung der Beziehung $\Sigma D^2 = \frac{1}{2} \frac{L}{l} D_0^2$.

wobei D_0 die Amplitude der Sinuslinie bedeutet. Die Gleichung gilt für jede beliebig große Anzahl $\frac{L}{l}$ von Teilungen, vorausgesetzt, daß zumindest eine einzige von Null verschiedene Ordinate D in Betracht zu ziehen ist, daß also die Anzahl der Halbwellen der Sinuslinie kein ganzes Vielfaches der Anzahl $\frac{L}{l}$ der Teilungen ist.

Wir kehren zur Betrachtung der Schale zurück. Wir denken uns die Knicklast der Schale nicht mit Hilfe der Differentialgleichung, sondern durch Variation des Formänderungszustandes abgeleitet (Ritzsches Verfahren). In der Arbeitsgleichung erscheinen die Formänderungsarbeiten des Druckes, der Biegung usw. für die einzelnen Profile. Diese Formänderungsarbeiten sind dem Quadrate einer Deformationsgröße D und einem zugehörigen Steifigkeitswert S des Profils proportional. Die Deformationsgröße D verläuft, ebenso wie die Beulen, sinusförmig; ihr Größtwert in der Mitte der Beule sei D_0 . Die gesamte Formänderungsarbeit für alle Profile ist dann proportional

$$\Sigma S D^2 = S \Sigma D^2 = \frac{S}{l} \cdot \frac{1}{2} L D_0^2.$$

Alle in der Arbeitsgleichung erscheinenden Glieder bleiben daher bei verschiedener Anzahl der Profile ungeändert, solange die Werte

$$\frac{S}{l} = \frac{\text{Steifigkeit}}{\text{Profilabstand}}$$

ungeändert bleiben⁷⁾. Das Ergebnis der Rechnung, nämlich Knicklast, Beulenzahl usw., kann daher nicht vom Abstand der Profile, sondern nur von $\frac{S}{l}$ abhängen und muß für gleichen Wert von $\frac{S}{l}$ bei endlichem Profilabstand ebenso groß sein, wie bei unendlich kleinem Profilabstand. Die Genauigkeit der Aussage entspricht der Genauigkeit des vollständig durchgeführten Ritzschen Verfahrens bei Annahme sinusförmiger Beulen. Voraussetzung für die Gültigkeit obiger Aussage ist, daß zumindest ein einziges Versteifungsprofil bei der Beulenbildung eine Deformation erfährt.

D) Die zulässige Druckspannung ausgeführter Schalen.

Bei Kreiszylindern aus glattem Blech besteht bekanntlich ein erheblicher Unterschied zwischen der theoretischen Knickspannung $0,6 E \frac{s}{r}$ und der im Versuch erhaltenen, die bei großem Abstand der Ränder des Zylinders etwa die Größe $0,3 E \frac{s}{r}$ besitzt. Wie Donnell⁸⁾ gezeigt hat, ist dieser Unterschied auf Ungenauigkeiten der Werkstattausführung zurückzuführen. Um diesem Gesichtspunkt Rechnung zu tragen, empfiehlt es sich, die Druckspannung bei ausgeführten Schalen nicht höher zu wählen als

$$\sigma_w = \sigma_{\text{eben}} + \frac{1}{2} (\sigma - \sigma_{\text{eben}}) \text{ (Bruchlast), } \dots (16)$$

wobei σ die theoretische Knickspannung bedeutet. Aus gleichen Gründen möge man die in Abschnitt 2f) angegebenen Ungleichungen in folgender Form verwenden:

$$\sigma_w \geq \sigma_{\text{eben}} \dots \dots \dots (17a)$$

⁷⁾ Entsprechendes läßt sich für cosinusförmigen Verlauf der Deformationsgröße D beweisen.

⁸⁾ Donnell, Vortrag vor dem IV. Intern. Kongreß für Mechanik, Cambridge 1934. Der Vortrag ist meines Wissens noch nicht im Druck erschienen.

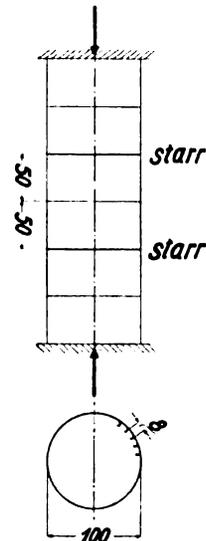


Abb. 7. Als Beispiel berechnete Zylinderschale.

$$\sigma_w \geq \frac{1}{2} \sigma_{\text{abs}} \dots \dots \dots (17b)$$

$$\sigma_w \leq \sigma_{\text{eben}} + \frac{1}{2} \sigma_{\text{abs}} \dots \dots \dots (17c)$$

K) Beispiel.

Eine kreiszylindrische Schale besteht aus Verkleidungsblech von $s = 0,12$ cm Wandstärke. Der Zylinder ist durch Ringe (Querprofile) von 50 cm Abstand versteift (Abb. 7). Jeder zweite Ring sei so stark ausgeführt, daß er als starr angesehen werden kann. Der Zylinder ist ferner durch Längsprofile von $t = 8$ cm Abstand versteift. Die Querschnittsfläche eines Längsprofils sei $0,64$ cm², also

$$s_x = 0,12 + \frac{0,64}{8} = 0,2 \text{ cm.}$$

Das Trägheitsmoment eines Längsprofils einschließlich des zugehörigen Blechstreifens von 8 cm Breite, bezogen auf die gemeinsame Schwerlinie (Abb. 8), sei $0,4$ cm⁴. Daraus ergibt sich

$$J_x = \frac{0,4}{8} = 0,05 \text{ cm}^4.$$

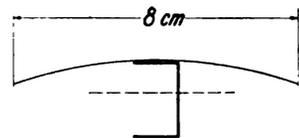


Abb. 8. Schwerlinie von Längsprofil und zugehörigem Blechstreifen.

Zuerst wird nachgeprüft, bei welcher Spannung das Blech zwischen den Versteifungsprofilen verbeult. Die Beulspannung des Bleches sei zu

$$\sigma = 0,3 E \frac{s}{r} + 3 E \frac{s^2}{t} = 540 + 508 = 1048$$

geschätzt.

Jetzt berechnet man die Knickspannung für das 50 cm lange Stück der Schale zwischen zwei Ringen. Zunächst wird festgestellt, innerhalb welcher Grenzen sich die Knickspannung bewegt. Es ist

$$\sigma_{\text{eben}} = \sigma_{\text{Eu}} = \frac{\pi^2 E J_x}{s_x 2500} = 750$$

und nach Gl. (6)

$$\sigma_{\text{abs}} = 835.$$

Für die zulässige Druckspannung (Bruchlast) ergibt sich bei Berücksichtigung der Herstellungsungenauigkeiten (Gl. (17a bis c))

$$\begin{aligned} \sigma_w &> 750 \\ \sigma_w &> \frac{1}{2} \cdot 835 = 417 \\ \sigma_w &< 750 + 417 = 1167. \end{aligned}$$

Da die Spanne zwischen den Grenzen erheblich ist, wird eine genauere Rechnung erforderlich. Vorbehaltlich späterer Prüfung kann man voraussetzen, daß sich bei diesem in Längsrichtung versteiften Blech »nur in Umfangsrichtung mehrere Beulen« bilden. Für diesen Fall gilt theoretisch Gl. (9).

$$\sigma = \sigma_{Eu} + \sigma_{abs} = 750 + 835 = 1585.$$

Bei Berücksichtigung der Herstellungsungenauigkeiten gilt Gl. (16)

$$\sigma_w = 750 + \frac{1}{2} \cdot 835 = 1167.$$

Da diese Spannung σ_w die Beulspannung $\sigma = 1048$ des Bleches zwischen den Versteifungsprofilen nur wenig überschreitet, dürfte die Knickspannung des Zylinders zwischen den Ringen

$$1100 \text{ kgm}^{-2}$$

betragen.

Wir berechnen noch die Breite einer Beule. Nach Gl. (46) ist

$$b = \sqrt{\pi l_0} \cdot \sqrt{\frac{J_y}{s_x} r^2} = 13,7 \text{ cm.}$$

Obige Knickspannung $\sigma = 1100$ des Zylinders unter gleichmäßigem Druck würde bei dieser kleinen Breite der Beulen auch die Knickspannung bei Biegung des Zylinders angeben.

Nunmehr wird nachgeprüft, ob tatsächlich der Fall »nur in Umfangsrichtung mehrere Beulen« vorliegt. Wir berechnen (vgl. 2, d) die zu σ_{abs} gehörigen Beulenabmessungen. Mit $\nu \approx 0,9$ ergibt sich

$$\frac{J_t}{2} \approx J_y = \frac{s^3}{12(1-\nu^2)} = 0,00016.$$

Nun ist nach Gl. (3)

$$\beta_1^2 = \frac{0,12 \cdot 0,05 - 0,12 \cdot 0,00016}{0,2 \cdot 0,00016 - 0,12 \cdot 0,00016} = 465.$$

Die Länge l_1 der Beulen wird nach Gl. (39) berechnet:

$$m_1^2 = \frac{1}{\beta_1^4 \sqrt{K_y}}.$$

Mit

$$K_y = \frac{J_y}{r^2 s_x} = \frac{0,00016}{2500 \cdot 0,2} = 32 \cdot 10^{-8}$$

ergibt sich

$$m_1 = \frac{1}{11,2},$$

und daraus

$$l_1 = \frac{\pi r}{m_1} = 1750 \text{ cm.}$$

Da diese Länge größer ist als die Länge 50 cm des betrachteten Zylinderstückes, bilden sich, wie ursprünglich angenommen, tatsächlich »nur in Umfangsrichtung mehrere Beulen«.

Es wird nun noch die Knicklast für das mit einem schwachen Ringprofil versehene Zylinderstück von 100 cm Länge zwischen zwei starren Spanten bestimmt. Zunächst werden wieder die Grenzen für die Knickspannung festgestellt. Es ist

$$\sigma_{eben} = \sigma_{Eu} = 187.$$

Der schwache Versteifungsring in der Mitte des Schalenstückes habe eine Querschnittsfläche von 1 cm² und ein Trägheitsmoment von 1,5 cm⁴. Auf die Berücksichtigung einer mitttragenden Breite des Bleches wird bei diesem krummen Versteifungsprofil verzichtet. Es ist daher

$$s_y = \frac{1}{50} = 0,02, \quad J_y = \frac{1,5}{50} = 0,03.$$

σ_{abs} wird nach Gl. (4) bestimmt:

$$\sigma_{abs} = \frac{2 \cdot 750000}{50 \cdot 0,2} \sqrt{\frac{0,05 \cdot 0,03}{\frac{0,05}{0,2} + \frac{0,03}{0,02} \cdot \frac{0,2}{0,12}}} = 3500.$$

Es ist also (Gl. 17b)

$$\sigma_w > \frac{1}{2} \sigma_{abs} = 1750.$$

Diese Form der Knickung würde also eine größere Knickspannung bedingen, als wir sie für die Knickung des Schalenstückes von 50 cm Abstand erhalten haben. Folglich gibt letztere Knickspannung $\sigma = 1100 \text{ kg cm}^{-2}$ die Grenze für die Belastbarkeit der Schale an.

Des Interesses halber berechnen wir noch die zu σ_{abs} gehörigen Beulenabmessungen des 100 cm langen Schalenstückes. Nach Gl. (3) gilt bei Vernachlässigung der Drillungssteifigkeit

$$\beta_1^2 = \frac{s_y J_x}{s_x J_y} = \frac{0,02 \cdot 0,05}{0,2 \cdot 0,03} = 0,167.$$

Ferner wird m_1 nach Gl. (33) bestimmt. Mit

$$H = \frac{s_y}{s_x} = \frac{0,02}{0,2} = 0,1,$$

$$K_x = \frac{J_x}{r^2 s_x} = \frac{0,05}{2500 \cdot 0,2} 10^{-4}, \text{ und}$$

$$K_y = \frac{J_y}{r^2 s_x} = \frac{0,03}{2500 \cdot 0,2} = 0,67 \cdot 10^{-4},$$

erhalten wir

$$m_1 = 5,4.$$

Daraus ergibt sich

$$l_1 = \frac{\pi r}{m_1} = 29 \text{ cm}$$

und

$$b_1 = \frac{l_1}{\beta_1} = \frac{29}{0,41} = 70 \text{ cm.}$$

Die Länge der zu σ_{abs} gehörigen Beulen ist also nur 29 cm. Hierzu ist folgendes zu sagen. Bilden sich auf dem Zylinderstück von 100 cm Länge eine gerade Anzahl von Beulen (Halbwellen), so bleibt der mittlere Ring undeformiert. Die Knickspannung ist dann durch die des Schalenstückes von 50 cm Länge gegeben, also 1100 kg cm⁻². Bilden sich auf dem Zylinderstück von 100 cm Länge eine ungerade Anzahl von Beulen, so sind die in II. h gegebenen Voraussetzungen erfüllt. Die sich für jede ungerade Beulenzahl (1, 3, 5...) ergebende Knickspannung könnten wir ohne weiteres berechnen, sie wäre aber jedenfalls größer als die (bei einer Deformation des mittleren Ringes) kleinstmögliche $\sigma_{abs} = 3500$. Eine solche Knickung mit ungerader Beulenzahl kommt daher keinesfalls in Frage.

Bei Berechnung von Knickspannungen und Beulenabmessungen des 50 cm langen Schalenstückes wurde auch mit den im Anhang angegebenen Näherungsgleichungen gearbeitet. Statt dessen hätten zum Teil die Kurventafeln Abb. 2 und Abb. 3 verwendet werden können.

L) Bemerkung über die Anzahl der unabhängigen Variablen.

In Gl. (1) sind fünf durch die Dimensionierung gegebene unabhängige Variable enthalten: K_x, K_t, K_y, h, H . Die Zahl der unabhängigen Variablen läßt sich durch Einführung von

$$\frac{K_t}{K_x} H, \quad \frac{K_y}{H \cdot K_x} \text{ und } \frac{h}{\sqrt{H}}$$

auf drei vermindern. Da ferner $\frac{h}{\sqrt{H}}$ nur sehr geringen Einfluß

auf die Ergebnisse besitzt und angenähert gleich 1 gesetzt werden kann, ist die Zahl der durch die Dimensionierung gegebenen unabhängigen Variablen schließlich nur zwei.

Bei Auftreten mehrerer Beulen nur in Umfangsrichtung oder nur in Längsrichtung tritt als neue unabhängige Variable die Länge oder die Breite (bzw. m_0 und n_0) hinzu. Doch dann ist jedesmal ein Glied auf der rechten Seite von Gl (1), nämlich $m_0^2 K_x$ oder $n_0^2 K_t$, direkt (d. h. ohne Umweg über

die Minimumbildung) bekannt, so daß der Rest wiederum nunmehr zwei unabhängige Variable enthält und in einem Schaubild dargestellt werden kann (Abb. 3 bzw. 5).

III. Bestimmung der kleinsten Knickdehnung.

Die Knickdehnung ϵ eines versteiften kreiszylindrischen Bleches ^{3) 4)}, das in Längsrichtung gleichmäßig gedrückt wird, ist durch die Gleichung gegeben (vgl. Abschn. 5, Gl. (68)):

$$\epsilon = \frac{m^2 K_x + n^2 K_t + \frac{(n^2-1)^2}{m^2} K_y + \frac{m^2}{\frac{H}{H} + m^2 n^2 \frac{2}{h} + n^4}}{1 + \frac{1}{m^2 + n^2}} \quad (18)$$

Diese Gleichung gilt bei folgenden Randbedingungen:

1. Schale an den Rändern frei drehbar gelagert,
2. Schale in der Schalenfläche senkrecht zur Richtung der Ränder frei verschiebbar (Abb. 9),
3. Schale an den Rändern senkrecht zur Schalenfläche starr aufgelagert,
4. Schale an den Rändern in Richtung der Ränder starr festgehalten.

Die zum Minimum der Knickspannung gehörigen Werte m und n sowie das Minimum der Knickdehnung selbst könnte man aus Gl. (18) durch Bildung von $\frac{\partial \epsilon}{\partial n} = 0$ und $\frac{\partial \epsilon}{\partial m} = 0$ erhalten. Aus diesen Gleichungen lassen sich m und n aber nicht als explizite Funktionen von K_x, K_y usw. ausdrücken. Um diese Schwierigkeit zu überwinden, werden die Glieder, welche in der Nähe von ϵ_{min} wenig Einfluß auf ϵ haben, fortgelassen. Die Näherungsgleichung, deren Gültigkeitsbereich in der Übersicht besprochen wurde, ist dann:

$$\epsilon = m^2 K_x + n^2 K_t + \frac{n^4}{m^2} K_y + \frac{m^2}{\frac{H}{H} + m^2 n^2 \frac{2}{h} + n^4} \quad (18a)$$

Die Gl. (18a) wird in den meisten unten behandelten Fällen durch näherungsweise Ersatz oder Vernachlässigung jeweils kleinerer Glieder weiterhin vereinfacht. Die hierdurch ermittelten Gleichungen für die kleinste Knickdehnung sind für die Praxis genügend genau. Will man genauere Werte ϵ_{min} erhalten, so setzt man die aus einer jeweils vereinfachten Gleichung ermittelten m_1 bzw. n_1 Werte in die ursprüngliche Gleichung für ϵ (Gl. (18)) ein.

Da beim Differenzieren der Gl. (18a) nach m^2 und n^2 Gleichungen höheren Grade in m und n entstehen, wird

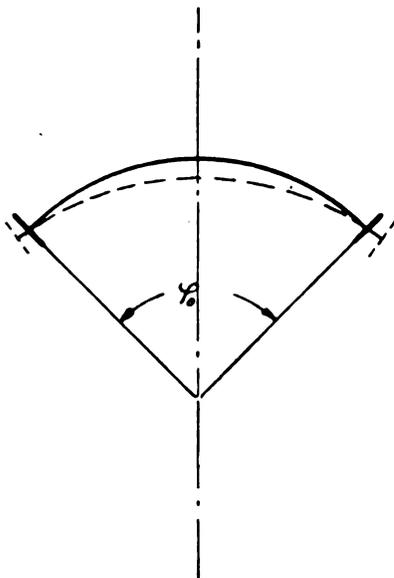


Abb. 9. Schalenstück, das an den Rändern frei drehbar und in der Schalenfläche senkrecht zur Richtung des Randes frei verschiebbar ist.

statt n die Variable $\beta = n/m$, also das Seitenverhältnis der Beule gewählt; durch diese Substitution ergeben sich leicht auflösbare Gleichungen. Man bildet zuerst:

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial m^2} = 0 = K_x + \beta^2 K_t + \beta^4 K_y - \frac{1}{m^4 \left(\frac{1}{H} + \beta^2 \frac{2}{h} + \beta^4 \right)} \quad (19)$$

daraus

$$m_1^2 = \frac{1}{\sqrt{(K_x + \beta^2 K_t + \beta^4 K_y) \left(\frac{1}{H} + \beta^2 \frac{2}{h} + \beta^4 \right)}} \quad (20)$$

$\frac{\partial \epsilon}{\partial \beta^2} = 0$ ergibt dann mit diesem Wert m^2

$$\frac{K_t}{2} + \beta_1^2 K_y = \frac{K_x + \beta_1^2 K_t + \beta_1^4 K_y}{\frac{1}{H} + \beta_1^2 \frac{2}{h} + \beta_1^4} \quad (21)$$

daraus

$$\beta_1^2 = - \frac{h(K_y - H K_x)}{H(2K_y - h K_t)} + \sqrt{\frac{(K_y - H K_x)^2 h^2}{(2K_y - h K_t)^2 H^2} - \frac{h K_t - 2 H K_x}{H(2K_y - h K_t)}} \quad (22)$$

Bei positiv reellem β_1 nach Gl. (22) setzt man Gl. (20) und (21) in Gl. (18a) ein und erhält:

$$\sigma_{abs} = 2 E \sqrt{\frac{K_t}{2 \beta_1^2} + \frac{K_y}{\frac{1}{h \beta_1^2} + 1}} \quad (2)$$

Im folgenden werden die Verfahren zur Ermittlung der kleinsten Knickspannung für die drei Fälle 1., 2. und 3. aufgezeigt; für Fall 4. ist in Gl. (1) m_0 und n_0 einzusetzen.

a) Beim Auftreten mehrerer Beulen in beiden Richtungen gelten die obigen Gleichungen (20, 22, 2) ohne weiteres.

b) Treten nur in Umfangsrichtung mehrere Beulen auf, so setzt man (ebenso wie später für Fall c) näherungsweise im fast immer unwesentlichen mittleren Glied des Nenners in Gl. (1) $h = \frac{1}{2} H$. Nach Einführung der neuen Bezeichnungen

$$m'^2 = m_0^2 \sqrt{\frac{K_y}{H}}; \quad n'^2 = n_1^2 \sqrt{\frac{K_y}{H}}; \quad \lambda = \frac{\epsilon - m_0^2 K_x}{\sqrt{K_y}} \quad (23)$$

erhält Gl. (1) die Form:

$$\lambda = n'^2 \frac{\sqrt{H} K_t}{K_y} + \frac{n'^4}{m'^2} + \frac{m'^2}{(m'^2 + n'^2)^2} \quad (24)$$

Man bildet $\frac{\partial \lambda}{\partial n'^2} = 0$ und erhält

$$n'^8 = \frac{m'^4}{\left(\frac{m'^2}{n'^2} + 1 \right)^3} - \frac{\sqrt{H} K_t}{2 K_y} m'^2 n'^6 \quad (25)$$

Diese Gl. (25) ist in Abb. 2 zeichnerisch dargestellt; sie kann zur Kontrolle dienen, ob sich tatsächlich nur in Umfangsrichtung mehrere Beulen bilden. Für den Bereich außerhalb des Kurvenblattes gelten die auf demselben angeschriebenen Näherungsformeln; dasselbe gilt auch für Abb. 3, 4 und 5. Das Einsetzen von n' aus Abb. 2 in Gl. (24) ergibt den aus Abb. 3 direkt zu entnehmenden kleinsten Wert von λ . Damit ist auch die Knickdehnung bekannt:

$$\epsilon = m_0^2 K_x + \lambda \sqrt{K_y} \quad (26)$$

also

$$\sigma = \sigma_{Eu} + \frac{E}{s} \sqrt{\frac{J_y}{s_x}} \cdot \lambda \quad (27)$$

c) Treten nur in Längsrichtung mehrere Beulen auf, so erhält nach Einführung der neuen Bezeichnungen

$$m'' = \frac{m_1^2}{n_0^2 \sqrt{H}}; \quad a = n_0^4 K_x; \quad \epsilon'' = \frac{n_0^2}{\sqrt{H}} (\epsilon - n_0^2 K_t) \quad (28)$$

die Gl. (1) folgende Form:

$$\epsilon'' = a \left(m''^2 + \frac{K_q}{H K_x m''^4} \right) + \frac{m''^2}{(1 + m''^2)^2} \dots \quad (29)$$

Man bildet $\frac{\partial \epsilon''}{\partial m''^2} = 0$ und erhält

$$m''^4 = \frac{K_q}{H K_x} + \frac{m''^6 - m''^4}{a(m''^2 + 1)^3} \dots \quad (30)$$

Diese Gleichung ist in Abb. 4 ebenfalls zeichnerisch dargestellt. Sie kann zur Kontrolle dienen, ob sich tatsächlich nur in Längsrichtung mehrere Beulen bilden. Durch Einsetzen von m' aus Abb. 4 in Gl. (29) ergibt sich der kleinste Wert ϵ der Knickdehnung. Das Ergebnis läßt sich in folgender Form anschreiben:

$$\epsilon = n_0^2 K_t + \mu \sqrt{\epsilon_s^2 + \epsilon_a^2}, \dots \quad (31)$$

also

$$\sigma = \frac{E \cdot \pi^2 \cdot J_t}{b_0^2 s_x} + \mu \sqrt{\sigma_a^2 + \sigma_s^2} \dots \quad (32)$$

Die μ -Werte sind aus Abb. 5 zu entnehmen. Die Bedeutung von $E\epsilon_s = \sigma_s$ und $E\epsilon_a = \sigma_a$ ist unter »Bezeichnungen« angegeben. Die Gl. (31) entsprechenden Knickspannungen σ sind durch Gl. (11) gegeben.

IV. Näherungsformeln für die kleinste Knickdehnung.

Die im Abschnitt 3 angegebenen Verfahren zur Ermittlung der kleinsten Knickdehnung können für bestimmte Konstruktionen noch weiter vereinfacht werden. Im folgenden wird die Wurzel der Gl. (22) je nach den Größenordnungen von K_x, K_q, K_t in eine konvergente, binomische Reihe entwickelt. Durch Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung lassen sich für in der Praxis häufig vorkommende Konstruktionen Formeln für ϵ_{min} und die zugehörigen m_1 und n_1 in übersichtlicher Form ableiten. Bei Anwendung dieser Formeln bewegt man sich stets auf der sicheren Seite.

Die Zwischenrechnungen werden hier fortgelassen.

Durch Vergleich von m_1 mit m_0 und n_1 mit n_0 sind wiederum die 4 Fälle (a—d) zu unterscheiden, von denen der letzte Fall d bereits in Abschnitt 3 gelöst ist.

A) Formeln für Bleche mit Längs- und Querversteifungen, deren Torsionssteifigkeit gegenüber der Biegesteifigkeit klein ist.

$$K_t \ll K_x \approx K_q; \quad h < H \approx 1.$$

Mit $h = \sqrt{H}$ gilt dann nach Gl. (22) und (20)

$$\beta_1^2 = \frac{l_1^2}{b_1^2} \approx \frac{h K_x}{K_q} = \frac{s J_x}{s_x J_q}, \dots \quad (33)$$

$$m_1^2 = \frac{1}{\sqrt{K_x \left(1 + \frac{H^2 K_x}{K_q} \right)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{H} + \frac{H K_x}{K_q}} \approx \frac{\sqrt{H}}{\sqrt{K_x \left(1 + \frac{H \cdot K_x}{K_q} \right)^{1/2}}} \dots \quad (34)$$

und

$$n_1^2 = m_1^2 \beta_1^2 = \frac{h \sqrt{H} K_x}{K_q \left(1 + \frac{H K_x}{K_q} \right)^{1/2}} \dots \quad (35)$$

Gl. (33) in Gl. (2) eingesetzt, gibt:

$$\epsilon_{abs} = 2 \sqrt{\frac{h^2 \cdot K_x \cdot K_q}{h^2 \cdot K_x + K_q}} \cdot \left[1 + \frac{K_t}{2 h K_x} \right] \dots \quad (36)$$

und

$$\sigma_{abs} = 2 \frac{E}{r} \sqrt{\frac{J_q}{s_x} \cdot \frac{1 + \frac{s_x J_t}{2 s J_x}}{1 + \frac{s_x^2 J_q}{s^2 J_x}}} \dots \quad (37)$$

Fall b und c sind in Abschnitt 3 behandelt.

B) Für Bleche mit Längsversteifungen.

In diesem Falle ist

$$K_q \ll K_x; \quad K_t \ll K_x; \quad h = H < 1.$$

Man erhält mit diesen Größenordnungen aus Gl. (22):

$$\beta_1^2 = \frac{l^2}{b^2} = \frac{H K_x}{K_q - \frac{H K_t}{2}} \gg 1 \dots \quad (38)$$

$$m_1^2 = \frac{1}{\beta_1^4 \sqrt{K_q}} = \frac{\left(K_q - \frac{H K_t}{2} \right)^2}{H^2 K_x^2 \sqrt{K_q}} \ll 1 \dots \quad (39)$$

und

$$n_1^2 = \frac{K_q - \frac{H K_t}{2}}{H K_x \sqrt{K_q}} \dots \quad (40)$$

β_1^2 aus Gl. (38) in Gl. (2) eingesetzt, ergibt:

$$\epsilon_{abs} = 2 \sqrt{K_q \cdot \frac{H K_x + \frac{K_t}{2} - \frac{H K_t^2}{4 K_q}}{H K_x + \frac{K_q}{H} - \frac{K_t}{2}}} \approx 2 \sqrt{K_q}, \dots \quad (41)$$

also

$$\sigma_{abs} = \frac{0,578}{\sqrt{1 - \nu^2}} \cdot E \cdot \frac{s}{r} \sqrt{\frac{s}{s_x}} = \sigma_a \dots \quad (42)$$

Wir betrachten die drei Fälle:

a) In beiden Richtungen mehrere Beulen: in diesem Falle gelten die Gleichungen (39), (40) und (41).

b) Nur in Umfangsrichtung mehrere Beulen: dies ist für die hier betrachteten Bleche der in Wirklichkeit fast immer auftretende Fall. Da

$$\frac{n_1^2}{m_1^2} = \beta_1^2 \gg 1$$

und $m_1^2 < m_0^2$ ist, kann anstatt Gl. (1) 9)

$$\epsilon = m_0^2 K_x + \frac{n^4}{m_0^2} K_q + \frac{m_0^2}{n^4} \dots \quad (43)$$

geschrieben werden. Man bildet $\frac{\partial \epsilon}{\partial n^4} = 0$ und setzt das daraus erhaltene $n^2 = \frac{m_0}{\sqrt{K_q}}$ in die Gl. (1) ein¹⁰⁾. Nach Fortlassen einiger meist vernachlässigbarer Größen erhält man

$$\epsilon = 2 \sqrt{K_q + m_0^2 K_x}, \dots \quad (44)$$

also

$$\sigma = \sigma_{abs} + \sigma_{Eu} \dots \quad (45)$$

Die Beulenbreite ergibt sich aus n_1 zu

$$b = \sqrt{\pi \cdot l_0} \sqrt{\frac{J_q}{s_x} r^2} \dots \quad (46)$$

c) Nur in Längsrichtung mehrere Beulen; da $m_1^2 > m_0^2$ und $n_1^2 < n_0^2$, kann

$$\epsilon = m^2 K_x + \frac{n_0^4}{m^2} K_q + \frac{m^2}{n_0^4} \dots \quad (47)$$

geschrieben werden. Aus $\frac{\partial \epsilon}{\partial m^2} = 0$ ergibt sich

$$m_1^2 = \sqrt{\frac{n_0^8 K_q}{n_0^4 K_x + 1}} \dots \quad (48)$$

⁹⁾ In der Nähe des ϵ_{min} ($\frac{\partial \epsilon}{\partial n^4}$ und $\frac{\partial \epsilon}{\partial m^2} = 0$) ist $\frac{n^4 K_q}{m^4} \approx \frac{m^4}{B}$ ($B = \frac{m^4}{H} + \frac{2 m^4 n^4}{h} + n^4$) und $\frac{n_1^2}{m_1^2} \gg 1$, d. h. man darf $\frac{m^4}{H} + \frac{2 m^4 n^4}{h}$ gegen n^4 in Gl. (1) vernachlässigen. Wird nun $m_0 > m_1$, wobei $m_0 \approx n_1$, so ist, da $K_x \gg K_q$, der Einfluß der Glieder $\frac{n^4}{m^2} K_q$ und $\frac{m^2}{n_0^4}$ gegenüber $m^2 K_x$ gering. Hieraus ist zu ersehen, daß die so vereinfachte Gleichung näherungsweise zur Bestimmung von n^2 genügt. (Genauere Bestimmung von n_1 ist in Abschn. 3 angegeben.)

¹⁰⁾ Beim Einsetzen wird in Gl. (1) m^4/H gegen n^4 vernachlässigt.

und

$$\epsilon_{\min} = 2 \sqrt{K_q (1 + n_0^4 K_x)}, \dots (49)$$

also

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{abs}}^2 + \sigma_s^2} \dots (50)$$

Die Beulenlänge ergibt sich aus m_1 zu

$$l = \frac{b_0}{\pi} \sqrt[4]{\frac{\pi^4 r^2 J_x + b_0^4 s_x}{r^2 J_q}} \dots (51)$$

C) Formeln für Bleche mit Querversteifungen.

Hier gilt

$$K_x \ll K_q; K_t \ll K_q; h = 1; H > 1$$

mit diesen Größenordnungen erhält man aus Gl. (22) und (20):

$$\beta_1^2 = \frac{p^2}{b^2} = \frac{H K_x - \frac{K_t}{2}}{K_q} \ll 1 \dots (52)$$

$$m_1^2 = \sqrt{\frac{H}{K_x}} \gg 1 \dots (53)$$

und

$$n_1^2 = \frac{\sqrt{H} \left(H K_x - \frac{K_t}{2} \right)}{K_q \sqrt{K_x}} \dots (54)$$

Mit β_1^2 aus Gl. (52) ergibt sich die Knickdehnung zu

$$\epsilon_{\text{abs}} = 2 \sqrt{H K_x} \cdot \frac{1}{1 + \frac{H K_x}{K_q} - \frac{K_t}{2 K_q}} \approx 2 \sqrt{H K_x} \dots (55)$$

also

$$\sigma_{\text{abs}} = \frac{0,578}{\sqrt{1 - \nu^2}} \cdot E \cdot \frac{s}{r} \sqrt{\frac{s_q}{s}} = \sigma_a \dots (56)$$

Wir unterscheiden auch hier wieder drei Fälle:

a) In beiden Richtungen mehrere Beulen: in diesem Falle gelten Gl. (53), (54) und (55).

b) Nur in Umfangsrichtung mehrere Beulen: Wir schreiben mit der Annäherung $h = \sqrt{H}$

$$\epsilon = m_0^2 K_x \left(1 + \frac{n^2 K_t}{m_0^2 K_x} + \frac{n_0^4 K_q}{m_0^4 K_x} \right) + \frac{H}{m_0^2 \left(1 + \frac{n^2 \sqrt{H}}{m_0^2} \right)} \dots (57)$$

Für Fall b) ist $m_0 > m_1 \approx \sqrt[4]{\frac{H}{K_x}}$. Der in Abb. 2 aufgetragene Wert $m_0 \cdot \sqrt[4]{\frac{K_q}{H^2}}$ ist also größer als $\sqrt[4]{\frac{K_q}{H K_x}}$, also jedenfalls > 1 . Nach Abb. 2 nimmt $\frac{n}{m_0}$ für $m' > 1$ mit wachsendem m_0 stets ab. Da aber n^2/m^2 beim absoluten Minimum ($m_0 = m_1$) bereits den kleinen Wert $\frac{K_x}{K_q}$ besitzt,

$m^2 + n^2 \frac{h_1}{2}$	$m n \left(\frac{h_1}{2} + \nu \cdot h \right)$	$- m \nu h$	$= 0.$
$m n \left(\frac{h_1}{2} + \nu h \right)$	$m^2 \frac{h_1}{2} + n^2 H + m^2 \epsilon_1$	$- [m^2 n K_{tx} + n^3 K_q + n (H - K_q)]$	
$- m \nu h$	$- n \cdot H$	$m^4 K_x + m^2 n^2 K_t + n^4 K_q - n^2 K_q + H + m^2 \epsilon_1$	

kann man bei Vernachlässigung von Gliedern dieser Größenordnung für ϵ schreiben:

$$\epsilon = m_0^2 K_x + \frac{H}{m_0^2} \dots (58)$$

Nun ist

$$\frac{H}{m_0^2} = \frac{H}{m_1^2} \frac{m_1^2 K_x}{m_0^2 K_x}$$

Da für das absolute Minimum $H/m^2 = m_1^2 K_x = \frac{1}{2} \sigma_a$ ist, erhalten wir

$$\sigma = \sigma_{\text{Eu}} \left(1 + \frac{\sigma_{\text{abs}}^2}{4 \sigma_{\text{Eu}}^2} \right) = E \left(\frac{\pi^2 s^2}{12 (1 - \nu^2) l_0^2} + \frac{s_q l_0^2}{\pi^2 r^2} \right) \dots (59)$$

c) Nur in Längsrichtung mehrere Beulen: Dies ist für diese Versteifungsart der in Wirklichkeit fast immer auftretende Fall. Da $\beta_1^2 \ll 1$ und $n_1 < n_0$ sind, so kann anstatt Gl. (1)

$$\epsilon = m^2 K_x + \frac{n_0^4}{m^2} K_q + \frac{H}{m^2} \dots (60)$$

geschrieben werden. Durch $\frac{\partial \epsilon}{\partial m^2} = 0$ ergibt sich

$$m_1^2 = \sqrt{\frac{n_0^4 K_q + H}{K_x}} \dots (61)$$

und aus Gl. (1)

$$\epsilon = \sqrt{K_x (H + n_0^4 K_q)} + n_0^2 K_t + \frac{H \sqrt{K_x}}{\sqrt{H + n_0^4 K_q} + 2 n_0^2 H \sqrt{K_x}} + \frac{n_0^4 K_q \sqrt{K_x}}{\sqrt{H + n_0^4 K_q}} \dots (62)$$

Nach Fortlassen einiger vernachlässigbarer Größen ist:

$$\epsilon_{\min} = 2 \sqrt{K_x (H + n_0^4 K_q)}, \dots (63)$$

also

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{abs}}^2 + \sigma_s^2} \dots (64)$$

Die Beulenlänge ergibt sich aus m_1 zu

$$l = \pi b_0 \sqrt[4]{r \frac{J_x}{\pi^4 r^2 J_q + s_q b_0^4}} \dots (65)$$

V. Ableitung der Knickgleichung.

Vor der Betrachtung der Knickgleichung werden außer den im Abschnitt I angegebenen Bezeichnungen folgende neue Bezeichnungen eingeführt:

p (kg/cm) gleichmäßig über Zylinderumfang verteilte Axialkraft

$$\epsilon_1 = \frac{p (1 - \nu^2)}{E s_x} = \epsilon (1 - \nu^2).$$

Im Gegensatz zu Abschnitt 2—4 bedeuten hier:

$$K_x = \frac{J_x (1 - \nu^2)}{s_x r^2}; K_q = \frac{J_q (1 - \nu^2)}{s_x \cdot r^2}; K_{tx} = \frac{J_{tx} (1 - \nu^2)}{s_x \cdot r^2}; K_{tq} = \frac{J_{tq} (1 - \nu^2)}{s_x r^2}; K_t = K_{tx} + K_{tq}; h_1 = h (1 - \nu).$$

An einem elastisch deformierten versteiften zylindrischen Blech werden die inneren Kräfte, die für die Rechnung durch die Verschiebungsgrößen ausgedrückt wurden, mit den äußeren Kräften ins Gleichgewicht gesetzt. Unter Berücksichtigung, daß die Querkontraktion der Profile das System nicht beeinflußt, ergeben sich drei simultane Differentialgleichungen, die durch einen geeigneten trigonometrischen Ansatz mit den in Abschnitt III angegebenen Randbedingungen befriedigt werden. Es ergibt sich endlich die folgende Determinante, die verschwinden muß, wenn das Blech eben ausknickt:

Die Auflösung dieser Determinante liefert eine Gleichung für ϵ_1 von der Form

$$\epsilon_1^2 + a \epsilon_1 + b = 0, \text{ oder } -\epsilon_1 = \frac{a}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4b}{a^2}} \right), (66)$$

wobei

$$a = \frac{m^4 \frac{h_1}{2} + m^2 n^2 (H + \dots) + n^4 \left(\frac{h_1 H}{2} + \dots \right) + \dots}{m^2 (m^2 + n^2 \frac{h_1}{2})}$$

Da die Beulenbreite nicht größer als πr sein kann, muß $n \geq 1$ sein¹¹⁾. Für alle denkbaren Werte von m ergibt sich mithin $a \geq 1$. Da die Knickdehnung $\varepsilon \ll 1$ sein muß, ergibt sich die einzig mögliche Lösung von Gl. (66) mit

$$\frac{4b}{a^2} \ll 1$$

zu

$$-\varepsilon_1 = \frac{b}{a}$$

Jetzt beachten wir die Größenordnung der Dimensionierungsgrößen h, H, K_x usw. h, H, h_1 haben etwa die Größe der Einheit, während die K -Werte voraussetzungsgemäß sehr klein gegen die Einheit sind; bei den praktisch in Betracht kommenden Konstruktionen haben die K -Werte etwa die Größe 10^{-10} bis 10^{-4} . Hiernach können in Gl. (66) die K -Glieder mit dem gleichen Faktor von m und n gegen H ohne weiteres vernachlässigt werden.

Mit diesen Vernachlässigungen von K läßt sich die Gl. (66) dann in (67) umgestalten, wobei das negative Vorzeichen von ε_1 fortgelassen wird, da es nur auf die absolute Größe von ε_1 , das immer negativ ist, ankommt.

$$\varepsilon_1 = \frac{\frac{m^4 K_x + m^2 n^2 K_t + (n^2 - 1)^2 K_y}{m^2} + \frac{m^2 \frac{h_1}{2} (H - v^2 h^2 - K_y) + m^2 n^2 \left[\frac{h_1 \cdot K_y}{2} + K_{tx} \left(\frac{v h h_1}{2} + v^2 h^2 - H \right) + \frac{v h h_1 K_{ty}}{2} \right] - n^4 (H K_{tx} + v h K_y) \frac{h_1}{2} + n^2 \frac{v h h_1 \cdot K_y}{2}}{m^4 \frac{h_1}{2} + m^2 n^2 (H - v h h_1 - v^2 h^2) + n^4 \frac{h_1 \cdot H}{2}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{(m^4 K_x + m^2 n^2 K_t + n^4 K_y) \left(m^2 + n^2 \frac{h_1}{2} \right) + m^2 (H - v^2 h^2) + n^2 \frac{h_1 \cdot H}{2}}{m^4 \frac{h_1}{2} + m^2 n^2 (H - v h h_1 - v^2 h^2) + n^4 \frac{h_1 \cdot H}{2}}} \quad (67)$$

In Gl. (67) sind

$$m^2 n^2 \left[\frac{h_1 \cdot K_y}{2} + K_{tx} \left(\frac{v \cdot h \cdot h_1}{2} + v^2 h^2 - H \right) + \frac{v \cdot h \cdot h_1 K_{ty}}{2} \right],$$

$$n^4 \cdot (H K_{tx} + v h \cdot K_y) \frac{h_1}{2} \text{ und } n^2 \frac{v h h_1 K_y}{2} \text{ (mit ihrem Nenner) gegen } m^2 \cdot \frac{h_1 H}{2} \text{ (mit demselben Nenner) oder gegen } m^4 K_x + m^2 n^2 K_t + n^4 K_y \text{ vernachlässigbar. Die Zulässigkeit dieser Vernachlässigung läßt sich folgendermaßen beweisen: Bei einer Summe darf man die Summanden von niedrigerer Größenordnung gegen die von höherer Größenordnung vernachlässigen. Je nach der Größe von } m \text{ und } n \text{ sind sechs Fälle zu unterscheiden:}$$

- 1) $m \gg n \gg 1$, 4) $m \gg n \approx 1$,
- 2) $m \ll n \gg 1$, 5) $m \ll n \approx 1$,
- 3) $m \approx n \gg 1$, 6) $m \approx n \approx 1$

Für $m \approx n \approx 1$ liegen die Zahlenwerte des Nenners und des Zählers der Gl. (67) in der Nähe von eins, damit wird $\varepsilon_1 \approx 1$, was $\varepsilon_1 \ll 1$ widerspricht. Der Fall (6) wird also in der folgenden Beweisführung außer Betracht gelassen. Der Einfachheit halber wird hier

$$m^4 \frac{h_1}{2} + m^2 n^2 (H - v h h_1 - v^2 h^2) + n^4 \frac{H h_1}{2} \approx (m^2 + n^2)^2 \cdot \frac{h_1}{2}$$

gesetzt, da es hier nur auf die Größenordnung ankommt.

- a. $\frac{m^2 n^2 K_y}{(m^2 + n^2)^2} \ll \frac{n^4}{m^2} K_y$ für Fall 1.—3.
- $\ll \frac{n^2 \cdot H}{(m^2 + n^2)^2}$ für Fall 4.—5.

¹¹⁾ Für $n = 0$ (symmetrisches Ausknicken) geht die Knickgleichung in eine entsprechende Gleichung über, wie sie für Zylinder ohne Verstärkung von v . Sanden (Anm. *) angegeben ist. Dieser Fall tritt in unserer Rechnung (vgl. Abschnitt 4c) nur bei querverstärkten Zylindern ein, wobei die mit n behafteten Glieder die kleinste Knickdehnung nicht beeinflussen.

- b. $\frac{m^2 \cdot n^2 H K_{tx}}{(m^2 + n^2)^2 \frac{h_1}{2}} \ll \frac{m^2 n^2 K_t}{n^2}$ für Fall 1.—4.
- $\ll \frac{m^2 H}{(m^2 + n^2)^2}$ für Fall 5.
- c. $\frac{n^4 H K_t}{(m^2 + n^2)^2} \ll \frac{m^2 n^2 K_t}{m^2}$ für Fälle 1., 3., 4.
- $\ll \frac{n^4 K_y}{m^2}$ für Fall 2.
- $\ll \frac{m^4 H}{(m^2 + n^2)^2}$ für Fall 5. ¹²⁾
- d. $\frac{n^4 v h K_y}{(m^2 + n^2)^2} \ll \frac{n^4 K_y}{m^2}$ für alle 5 Fälle
- e. $\frac{n^2 v h K_y}{(m^2 + n^2)^2} \leq \frac{n^4 v h K_y}{(m^2 + n^2)^2} \ll \frac{n^4 K_y}{m^2}$ für alle 5 Fälle.

In Gl. (67) ist weiter der Bruch

$$\frac{m^4 K_x + m^2 n^2 K_t + n^4 K_y}{m^2}$$

im Zähler von derselben Größenordnung wie der Bruch

$$\frac{(m^4 K_x + m^2 n^2 K_t + n^4 K_y) \left(m^2 + n^2 \frac{h_1}{2} \right)}{m^4 \frac{h_1}{2} + m^2 n^2 (H - v h h_1 - v^2 h^2) + n^4 \frac{h_1 H}{2}} \approx \frac{m^4 K_x + m^2 n^2 K_t + n^4 K_y}{m^2 + n^2}$$

im Nenner; und

$$\frac{m^4 K_x + m^2 n^2 K_t + n^4 K_y}{m^2 + n^2} < \frac{m^4 K_x + m^2 n^2 K_t + n^4 K_y}{m^2}$$

Wir bezeichnen die beiden Brüche mit A . Die Gleichung nimmt dann folgende Form an:

$$\varepsilon_1 = \frac{A + \frac{m^2 \frac{h_1}{2} (H - v^2 h^2)}{m^4 \frac{h_1}{2} + m^2 n^2 (H - v h h_1 - v^2 h^2) + \frac{H h_1 n^4}{2}}}{1 + A + \frac{m^2 \frac{h_1}{2} (H - v^2 h^2) + n^2 \frac{H h_1}{2}}{m^4 \frac{h_1}{2} + m^2 n^2 (H - v h h_1 - v^2 h^2) + n^4 \frac{H h_1}{2}}} \ll 1.$$

Da der Bruch im Nenner und der im Zähler kleiner als 1¹³⁾ ist, muß $A \ll 1$ sein, sonst wird die Bedingung $\varepsilon_1 \ll 1$ nicht mehr erfüllt. Das A im Nenner darf man also gegen 1 vernachlässigen. Da ferner der Bruch im Zähler der obigen Formel klein gegen 1 sein muß, hat derselbe Bruch im Nenner keine nennenswerte Bedeutung neben der 1. Infolgedessen ändert sich der Zahlenwert sicher sehr wenig, wenn man schreibt:

¹²⁾ Wenn der Zylinder sehr lang ist, wird $\frac{n^4 H K_t}{(m^2 + n^2)^2} \approx \frac{m^4 H}{(m^2 + n^2)^2}$. Man kann daher das linke Glied nicht vernachlässigen, sondern es hebt sich gegen $n^2 K_t$ weg und die Gleichung geht in die für den Euler'schen Stab über. Für den Flugzeugbau kommt dieser Fall im allgemeinen nicht vor und die obigen Betrachtungen sind anwendbar.
¹³⁾ In den genannten Brüchen sind die m - und n -Glieder im Nenner von vierter Potenz, während sie im Zähler von zweiter Potenz sind. Da $n \geq 1$ sein muß, sind die Zahlenwerte der Brüche kleiner als 1.

$$1 + \frac{m^2 (H - \nu^2 h^2) + n^2 \frac{H h_1}{2}}{m^4 \frac{h_1}{2} + m^2 n^2 (H - \nu h h_1 - \nu^2 h^2) + n^4 \frac{h_1 H}{2}} \approx 1 + \frac{1}{m^2 + n^2}$$

Mit diesen Umformungen gelangt man schließlich zu der endgültigen Gleichung für die Knicklast (kurz »Knickgleichung« genannt), wobei noch $h_1 = h (1 - \nu)$ und $\epsilon_1 = \epsilon (1 - \nu^2)$ gesetzt wird

$$\epsilon (1 - \nu^2) = \frac{m^2 K_x + n^2 K_t + \frac{(n^2 - 1)^2}{m^2} K_y + \frac{m^2 (H - \nu^2 h^2)}{m^4 + m^2 n^2 \frac{2H - \nu h^2}{h} + n^4 H}}{1 + \frac{1}{m^2 + n^2}}$$

Da

$$K_x = \frac{J_x (1 - \nu^2)}{r^2 s_x}, \quad K_y = \frac{J_y (1 - \nu^2)}{r^2 s_x}, \quad K_t = \frac{J_t (1 - \nu^2)}{r^2 s_x};$$

$$H - \nu^2 h^2 \approx H (1 - \nu^2) \quad \text{und} \quad \frac{H - \nu h^2}{1 - \nu} \approx H$$

ist, sieht man ohne weiteres, daß die Querkontraktion fast keinen Einfluß auf die Knicklast hat. Die Gleichung lautet dann ¹⁴⁾ ¹⁵⁾:

$$\epsilon = \frac{m^2 K_x + n^2 K_t + \frac{(n^2 - 1)^2}{m^2} K_y + \frac{m^2}{H + m^2 \cdot n^2 \cdot \frac{2}{h} + n^4}}{1 + \frac{1}{m^2 + n^2}} \quad (68)$$

Hierin bedeuten jetzt aber:

$$K_x = \frac{J_x}{r^2 s_x}; \quad K_y = \frac{J_y}{r^2 s_x}; \quad K_t = \frac{J_t}{r^2 s_x}$$

Die Gl. (68) ist die allgemein gültige Knickgleichung für unser Problem.

VI. Einfluß einer Exzentrizität der Versteifungsprofile auf die kleinste Knickdehnung.

Die Knickgleichung (68) in V gilt unter der Voraussetzung, daß die Exzentrizität der Versteifungsprofile keinen nennenswerten Einfluß auf die Knicklast hat. Die Gleich-

¹⁴⁾ Es muß hier betont werden, daß diese Betrachtungen für Wellblech nicht ohne weiteres anwendbar sind, da für Wellblech $H \ll 1$, ist die obige Vernachlässigung nicht immer zulässig und Gleichung (68) mithin nicht gültig.

¹⁵⁾ Für unversteifte Zylinder gilt $K_x = K_y = K_t/2 = \frac{s^2}{12 r^2 (1 - \nu^2)}$ und $H = h = 1$. Die Gl. (68) geht unter diesen Voraussetzungen bis auf die mit ν behafteten Glieder in die bekannte von v. Sanden²⁾ und Flügge⁴⁾ angegebene Gleichung über.

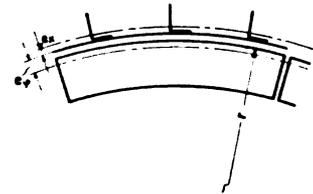


Abb. 10. Schale mit exzentrisch angeordneten Profilen.

gewichtsgleichungen werden in bezug auf die geometrische Mittelfläche des Bleches aufgestellt. Wir nehmen jetzt an, daß die wirkliche Form eines Elementes die in Abb. 10 dargestellte sei.

Vor der Untersuchung werden folgende neue Bezeichnungen eingeführt:

$$e_x \text{ (cm) Exzentrizität der Schwerlinie von } s_x;$$

$$e_y \text{ (cm) Exzentrizität der Schwerlinie von } s_y;$$

$$B_x = \frac{e_x}{r} = 10^{-3} \div 0;$$

$$B_y = \frac{e_y}{r} = 10^{-3} \div 0.$$

Infolge der Exzentrizität vergrößern sich die Biegemomente. Führt man diese berichtigten Biegemomente in die Differentialgleichungen ein, so ergibt die Knickgleichung nach den entsprechenden Vereinfachungen wie in A:

$$\epsilon = m^2 K_x + n^2 K_t + \frac{n^4}{m^2} K_y + \frac{m^2 [1 + n^2 (B_x + B_y)]}{\frac{m^4}{H} + m^2 n^2 \frac{2}{h} + n^4} \quad (69)$$

Nach Gl. (69) wird die Knickdehnung bei Berücksichtigung der Exzentrizitäten etwas größer als die durch Gl. (1) angegebene. Wenn man diesen Einfluß vernachlässigt, bewegt man sich mit seiner Rechnung etwas auf der sicheren Seite. Wenn die Knicklast für diesen Fall genauer berechnet werden soll, so kann man die zu ϵ_{\min} gehörigen m und n in Gl. (69) einsetzen.

VII. Zusammenfassung.

Die wichtige Frage der Knickung dünner, kreiszylindrischer Blechschalen mit Versteifungen, wie sie im Metallflugzeugbau verwendet werden, war bisher noch nicht hinreichend untersucht worden, und zwar war die Knickgleichung im allgemeinen nur in unübersichtlicher impliziter Form angegeben worden. In der vorliegenden Arbeit wird die Knickdeterminante in eine übersichtliche, allgemein gültige Gleichung umgeformt. Diese Gleichung läßt sich dann für fast alle praktisch vorkommenden Fälle weiterhin vereinfachen, so daß man zu leicht anwendbaren Lösungen gelangt.

Zusammenstellung von konstruktiven Einzelheiten ausgeführter Glattblechschalenrumpfe des Auslandes.

H. Winter und E. Hoffmann.

Bericht 34/02 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt. E. V., Berlin-Adlershof.

Die Ausbildung von Glattblechschalenkonstruktionen ist zur Zeit noch eine Sache der Erfahrung und des Versuches, da hinreichend brauchbare Rechenverfahren zur Ermittlung der Schalenfestigkeit erst im Entstehen sind. Mit Rücksicht auf die beginnende Anwendung der Schalenbauweise in Deutschland wird eine Zusammenstellung des wenn auch nur spärlich verfügbaren ausländischen Bildmaterials gegeben. Im Zusammenhang damit werden auch einige wichtige Angaben aus Aufsätzen mit angeführt.

Gliederung.

1. Allgemeines über Glattblechschalenrumpfe.
2. Einteilung der Schalenrumpfe.
3. Ausbildung der Schalenelemente.
 - a) Spante.
 - b) Längsverband.
 - c) Haut.
 - d) Verbindungselemente.
4. Zusammenbau des Schalenrumpfes.
5. Baustoff.
6. Zusammenfassung.

1. Allgemeines über Glattblechschalenrumpfe.

Als ein Vorläufer des Metallschalenrumpfes kann der Holzschalenrumpf angesehen werden. Schon während des Krieges gelangte diese Bauart allerdings nur vereinzelt sowohl auf deutscher als auch französischer Seite zur Anwendung. Abb. 1 zeigt das Innere eines derartigen Holzschalenrumpfes.

Nach dem Kriege blieb bei der oft sprunghaften Entwicklung des Flugzeugbaus die Anwendung dieser Bauweise auf wenige Einzelausführungen beschränkt, in denen der Konstrukteur durch besonders flüssige Formgebung die Geschwindigkeit weiter zu steigern suchte. Erst in neuerer Zeit trat hier mit der Lockheed »Vega« eine Wandlung ein. Nach längerer Pause wurde dieses Flugzeug erstmalig wieder als Holzschalenkonstruktion im Serienbau hergestellt.

Der so vollzogene Übergang zur Anwendung der Schalenbauweise im Serienbau muß als folgerichtiger Schritt in der Weiterentwicklung der Bauweisen angesprochen werden. Zwei wesentliche Voraussetzungen für die Daseinsberechtigung der Schalenkonstruktion waren erfüllt, nämlich:

1. Sowohl bei den Verkehrsflugzeugen als auch bei den Kriegsflugzeugen arbeiten sich immer mehr in den Rumpfabmessungen und Rumpfformen gewisse Normal-

größen heraus, wodurch zweifellos aus Herstellungsgründen die Einführung des Schalenrumpfes begünstigt wird.

2. Die weitere Ausdehnung der Luftfahrt ermöglicht auch den Bau größerer Serien. Dadurch wird die in der Einzelanfertigung teure Schale im Herstellungspreis mit den anderen Bauweisen konkurrenzfähiger.

Aber weiterhin sind mit der Einführung der Schalenbauweise im allgemeinen und der Glattblechschalenbauweise im besonderen folgende andere Vorteile verbunden:

a) Durch die Mannigfaltigkeit der Formgebung ermöglicht die tragende Rumpfschale eine besonders günstige Raumausnutzung. Im Rumpffinnern können Auskreuzungen auf ein Mindestmaß beschränkt werden, so daß Laderäume entstehen, die von störenden Querverbänden praktisch befreit sind.

b) Bei den Bestrebungen nach Steigerung der Geschwindigkeit durch verfeinerte aerodynamische Formgebung ist die Anwendung der Glattblechschale ein willkommenes Hilfsmittel. Insbesondere lassen sich Rumpf-Flügel- und Rumpf-Leitwerksübergänge in aerodynamisch günstiger Form gut durchbilden (Abb. 2 u. 3). Gleichzeitig erhält man eine formbeständige und glatte Außenhaut, die sich günstig auf den Oberflächenwiderstand auswirkt.

c) Die Schalenbauart ermöglicht, da stets die volle Bauhöhe als Trägerhöhe zur Verfügung steht, eine gute Materialausnutzung. Vorderhand scheint es allerdings so, als ob bei kleinen Rumpfen die Fachwerkbauart gewicht-

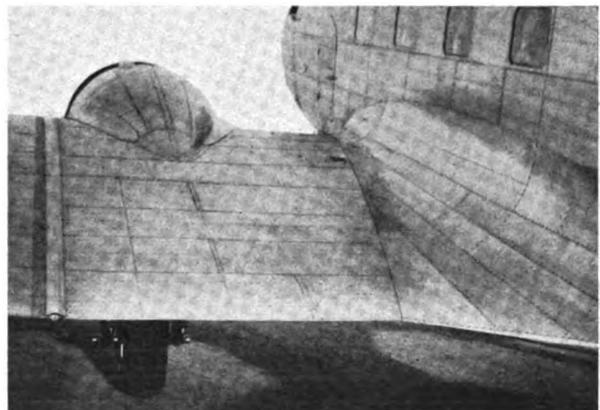


Abb. 2. Rumpf-Flügelverkleidung und Motoreinbau. Douglas DC-2.

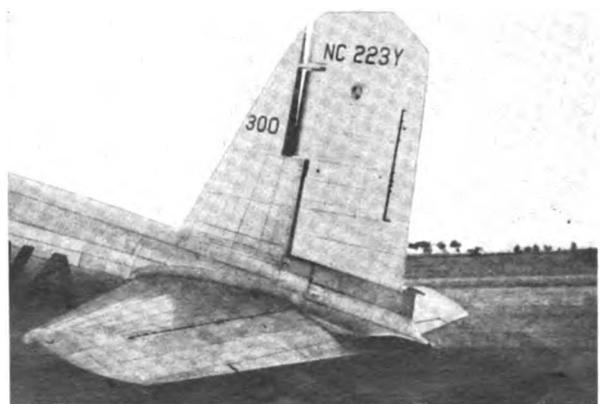


Abb. 3. Leitwerkanordnung am Rumpf. Douglas DC-2.

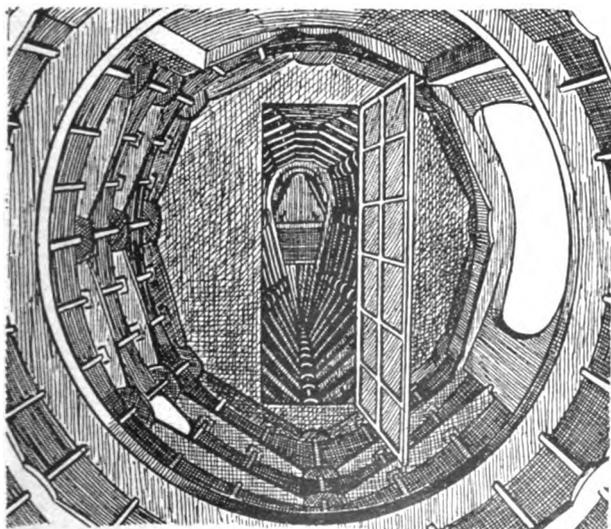


Abb. 1. Innenansicht eines Holzschalenrumpfes. (Couzinet-Hispano „Arc-en-ciel“ 1928.)

lich noch überlegen ist, bei großen Rümpfen dürfte aber die Schale im Vorteil sein. Im allgemeinen wird das Gewicht einer Schalenkonstruktion mit etwa dem doppelten Gewicht der Beplankung veranschlagt.

d) Infolge ihrer hohen Steifigkeit dürften Schalenrumpfe im allgemeinen weniger zu Schwingungen neigen.

e) Bei der Metallschale vereinfacht sich die ständige Überwachung der lebenswichtigen Teile, da die Außenhaut zur Kraftübertragung herangezogen wird und hochbeanspruchte und verdeckte Knotenpunkte in weit geringerer Anzahl auftreten als bei der Fachwerkbauweise. Auch bei Ausfall einzelner Schalenteile wird die Betriebssicherheit noch nicht gefährdet. Auf die allgemeingültigen Vorteile des Metallbaus wie Witterungsbeständigkeit, Griffestigkeit sei noch kurz verwiesen. Der hohe Herstellungspreis der Schalen, welcher oft als Nachteil angeführt wird, wird sich durch geschickte Konstruktion und Verbesserung der Fertigungsmethoden weiter absenken lassen.

2. Einteilung der Schalenrumpfe.

Der Schalenrumpf ist durch die mittragende oder volltragende gewölbte Außenhaut gekennzeichnet. Rumpfe mit einem vollständigen Fachwerk, bei welchem eine äußere Beplankung zu Verkleidungszwecken aufgebracht ist, und Kastenrumpfe scheiden also aus den Betrachtungen aus. Nach der Art des konstruktiven Aufbaus lassen sich im wesentlichen 3 Gruppen von Schalenrumpfarten unterscheiden:

1. Schalenrumpfe mit Quer- und Längsversteifungen.
2. Schalenrumpfe mit Querversteifungen.
- (3. Schalenrumpfe ohne Aussteifungen.)

Die Schalenrumpfe mit Quer- und Längsversteifungen sind dadurch gekennzeichnet, daß nur eine lokale Aussteifung der Außenhaut vorliegt. Die Haut ist daher nicht an allen Punkten schub- und druckfest, sondern kann unter einer genügend hohen Belastung örtlich ausbeulen. Die Aussteifung der Haut kann erfolgen:

a) Unmittelbar durch Längsprofile allein; in diesem Falle liegt der Längsverband mit dem äußeren Schenkel an der Haut, mit dem inneren Schenkel auf dem Querspant (Abb. 4).

b) Unmittelbar durch Längsprofile und Querspante; in diesem Falle liegt also auch der Querspant mit dem äußeren Schenkel an der Haut (Abb. 5). Als ein Sonderfall dieser Bauweise kann auch der Northrop-Rumpf angesprochen werden, bei dem die Längsversteifungen durch Abwinkeln der Beplankung geschaffen werden (Abb. 6). Häufig finden sich auch in den stark abgerundeten Ecken der Spante verstärkte, durchgehende Längsprofile, die als holmartige Aussteifungen angesehen werden können (Abb. 7). Eine Art Übergang zum Schalenrumpf nur mit Querversteifungen bilden Rumpfe, bei denen Längsversteifungen nur auf den schwachgekrümmten dünnwandigen Seitenwänden aufgebracht sind, während die stärker gekrümmte

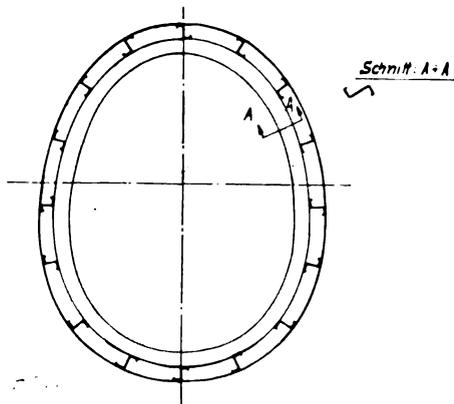


Abb. 4. Schalenrumpf mit Quer- und Längsversteifung, bei welchem die Haut durch Längsprofile allein ausgesteift wird.

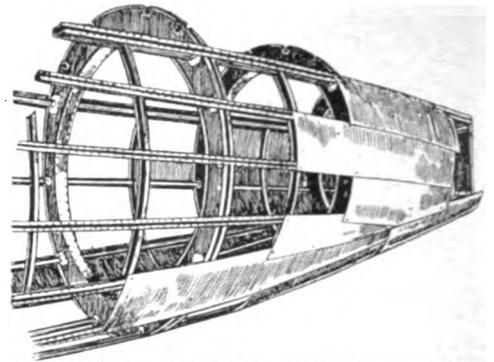


Abb. 5. Schalenrumpf mit Quer- und Längsversteifungen, bei welchem die Haut durch Längsprofile und Querspanten ausgesteift wird. (Dewoitine D 7. 1928.)

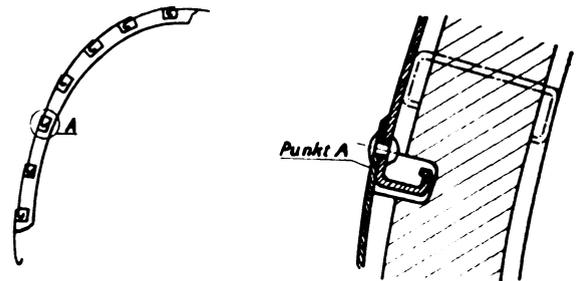


Abb. 6. Schalenrumpf mit Quer- und Längsversteifungen; Längsversteifungen durch Abwinkeln der Beplankung hergestellt. (Northrop-Bauweise.)

Ober- und Unterseite unter Anwendung größerer Blechstärken lediglich durch die Spante ausgesteift werden (Anwendung noch sehr selten).

Bei dem Schalenrumpf mit Querversteifungen (Abb. 8) ist lediglich unter Zuhilfenahme von Spanten eine voll-

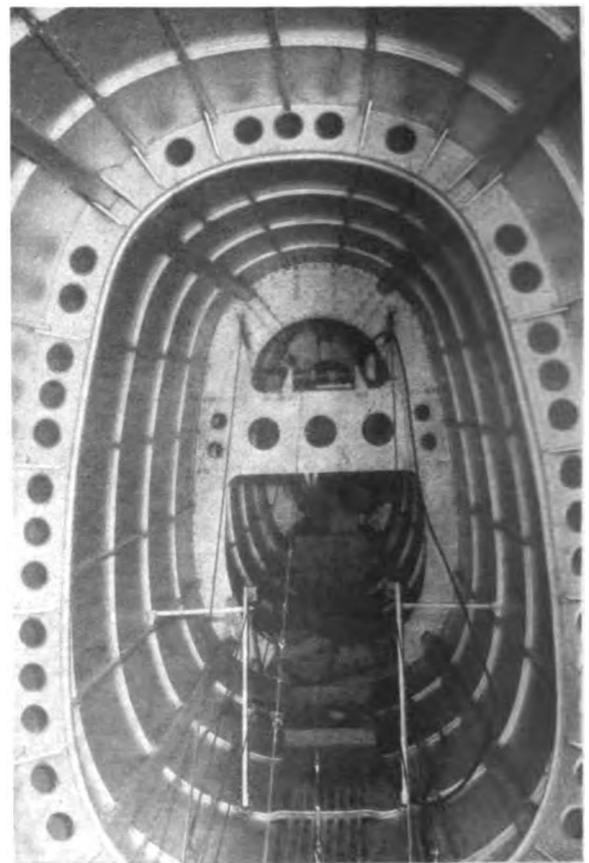


Abb. 7. Schalenrumpf mit Quer- und Längsversteifungen; in den abgerundeten Spantecken sind holmartige Längsversteifungen angewendet. (Boeing 247.)

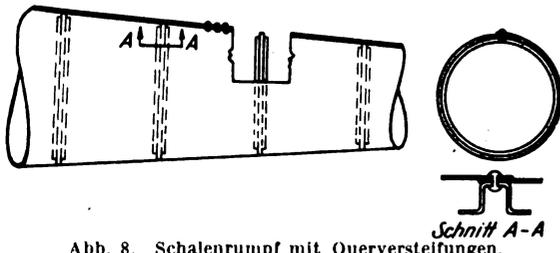


Abb. 8. Schalenrumpf mit Querversteifungen.

kommen schub- und drucksteife Haut geschaffen, ein Ausbeulen darf also nicht erfolgen. Soweit bekannt, ist diese Bauweise vorerst nur bei dem amerikanischen Verkehrsflugzeug Vultee V-1A angewendet.

(Bei einem Material mit genügend geringem spezifischem Gewicht und hinreichend hohem E-Modul wäre auch ein Schalenrumpf ohne jegliche Aussteifung denkbar. Die hiermit verbundene Baustoff-Frage bedarf aber noch der Lösung.)

3. Ausbildung der Schalelemente.

a) Spante.

Als Spantabstand schlägt Nelson¹⁾ vor, ungefähr die Hälfte des Rumpfdurchmessers zu wählen. Bei mit der Außenhaut vernieteten Spanten scheint dies statisch begründet, da dann gegenüber Drehbeanspruchung eine bessere Aussteifung der Haut im engsten Querschnitt der Verdrehröhre erzielt wird. Auch wegen Einleitung der örtlichen Kräfte aus Leitwerk und Sporn ist ein enger Spantabstand am Rumpffende erwünscht. Demgegenüber verspricht sich Miller²⁾ von einem konstanten Spantabstand Vorteile in der Fertigung, da die Haut in gleichbreiten, ringförmigen Bahnen aufgebracht werden kann. Welche von diesen beiden Faustregeln die bessere ist, kann zur Zeit noch nicht beurteilt werden, doch ist es mit Rücksicht auf einen minimalen Gewichtsbedarf notwendig, Spantabstand, Längsverband und Hautstärke gegeneinander abzustimmen. Die Wahl des Spantabstandes bleibt dem Konstrukteur auch meist nur in dem hinter der Kabine bzw. den Sitzen gelegenen Rumpfteile freigestellt, während vorne die Spantlage durch Türen, Fenster, Sitzausschnitte und Anschlüsse weitgehend festgelegt wird. Bei ausgeführten Schalenrumpfen findet man im Rumpfhinterteile entweder den Nelsonschen oder den Millerschen Vorschlag verwirk-

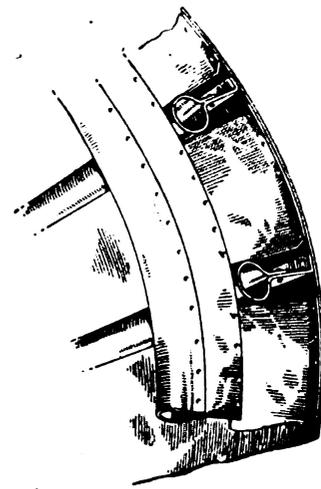


Abb. 10. Spant- und Längsprofile mit röhrenförmiger Wulst, Profile der Hall Aluminium Corp. Buffalo N. Y.

licht. Häufig angewendete Spantabstände liegen zwischen 250 bis 500 mm.

Kreisringspanntformen ergeben aerodynamisch günstige Rumpfe, allerdings sind sie hinsichtlich des Trudelns bedenklich. Gleichzeitig erhält man das geringste Hautgewicht, da der Kreis den kleinsten Umfang in bezug auf die umschriebene Fläche besitzt. Die Innenraumausnutzung ist dagegen, wenn es sich um Passagierflugzeuge handelt, nicht besonders günstig. Eine bessere Raumausnutzung bei aerodynamisch fast ebenso günstiger Form ermöglicht der elliptische Querschnitt. Miller schlägt vor, die Umrißformen der Spante aus einigen genormten Radien zusammenzusetzen, um so durch Einsparen von Schablonen die Fertigungskosten herabzudrücken.

Bei den ausgeführten Konstruktionen kann man im wesentlichen folgende drei Spantarten unterscheiden:

- a) Formspante,
- b) Hauptspante,
- c) verstärkte Hauptspante.

Form- oder Hilfsspannten dienen größtenteils zur besseren Wahrung der äußeren Rumpfform. Sie werden verhältnismäßig schwach bemessen und als tragende Spante kaum in Rechnung gesetzt. Für Formspante werden meist kleinere, einfache Profile in dünnwandiger Ausführung verwendet (vgl. Abb. 9a, b).

Hauptspannten dienen zur Wahrung der Form und als statische Bauglieder zur Aufnahme der Hautkräfte. Profilformen, wie sie bei ausländischen Schalenrumpfen vielfach anzutreffen sind, wurden in Abb. 9 (Profile a bis f) zusammengestellt. Die Profile d, e, f wurden von der Hall-Aluminium Aircraft Corp. in Buffalo entwickelt. Das Profil mit röhrenförmigem Wulst (f) besitzt den Vorzug großer Steifigkeit, bildet aber hinsichtlich Korrosion einen unkontrollierbaren Querschnitt. Ein Anwendungsbeispiel der Hallprofile zeigt Abb. 10.

Zur Aufnahme hoher Einzellasten dienen verstärkte Hauptspannten. Als solche werden stets Brandspant, Fahrgestellspant, Flügelanschlußspant und Endspant ausgeführt. Sie werden zum Teil als volle Schottwände, zum Teil als Kastenquerschnitt ausgeführt (vgl. Abb. 9g und h, Abb. 11).

b) Längsverband.

Nach Art der Verbindungen der Spanten mit dem Längsverband kann man folgende drei Ausführungen unterscheiden:

1. Längsprofile durchlaufend, auf Spanten aufliegend, Spante nicht unterbrochen (Abb. 12).
2. Längsprofile gestoßen, Spante nicht unterbrochen (Abb. 13).
3. Längsprofile durchlaufend, Spante ausgespart (Abb. 14 und 15).

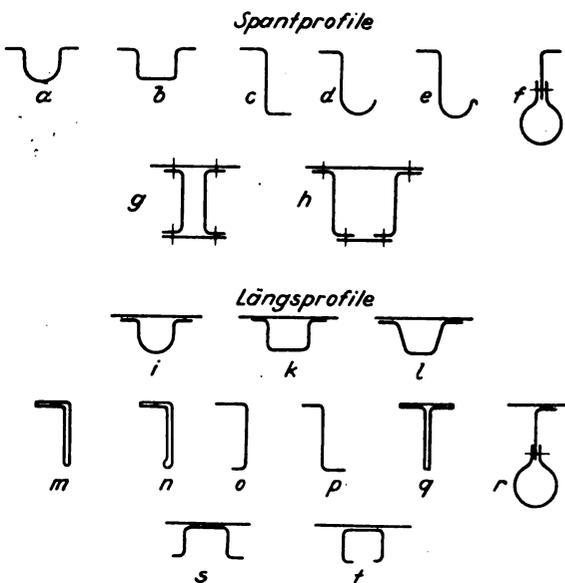


Abb. 9. Profilformen für Spante und Längsversteifungen.

¹⁾ W. Nelson, The monocoque fuselage. Aviation Engineering Bd. 6 (1932), Nr. 4, S. 11/15.

²⁾ R. H. Miller, Metal monocoque construction, Aviation Engineering, Bd. 8 (1933), Nr. 1, S. 10/11, 26.

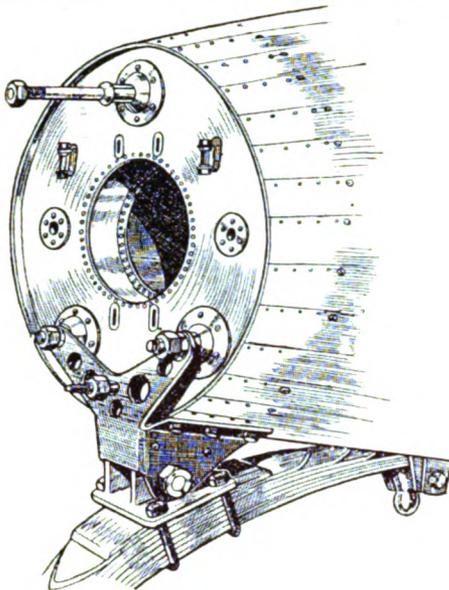


Abb. 11. Verstärkter Hauptspant als Kastenquerschnitt ausgebildet. (Nieuport Delage 52.)

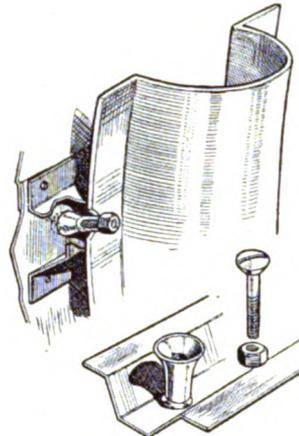


Abb. 12. Längsverband durchlaufend, auf Spant aufliegend, Spant nicht unterbrochen.

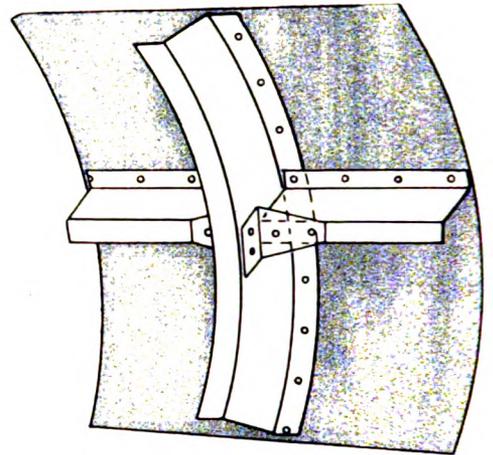


Abb. 13. Längsverband gestoßen, Spante nicht unterbrochen.

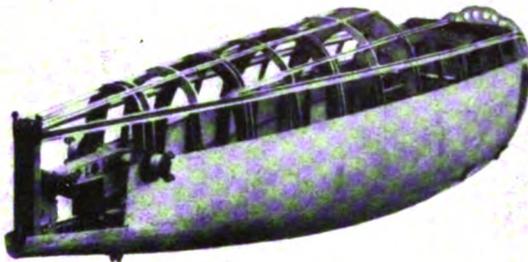


Abb. 14. Längsverband durchlaufend, Spante ausgespart. (Dewoitine D 1, Baujahr 1928.)

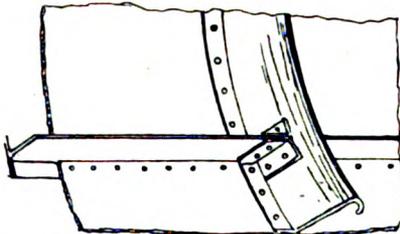


Abb. 16. Anwendung eines T-Profiles als Längsverband.

Gestoßene Längsprofile sind statisch unvorteilhaft; diese Ausführung ist daher auch selten. Profilformen, wie sie für den Längsverband häufig verwendet werden, sind in Abb. 9*i* bis *t* zusammengestellt. Welches die günstigste Profilform ist, kann zur Zeit noch nicht beurteilt werden. Die geschlossenen Formen nach *i* und *k* weisen zwar eine hohe Beul- und Knickfestigkeit auf, erfordern aber andererseits eine zweite Nietnaht. Gewöhnlich wird der größte Abstand zweier Längsversteifungen gleich 250 bis 300 mal Hautstärke ausgeführt und die an der Längsversteifung mittragende Hautbreite gleich der 40fachen Hautstärke gerechnet, wobei diese Angabe für wenig gekrümmte bis ebene Platten gelten soll. Ein Anwendungsbeispiel des T-Profiles im Längsverband zeigt Abb. 16.

c) Haut.

Die Haut wird entweder in langen Streifen längs des Rumpfes (Abb. 17) oder in einzelnen Platten entsprechend dem Spantabstand aufgebracht. Ob die eine oder die andere Art gewählt wird, dürfte im wesentlichen von der Rumpfkonstruktion und der Herstellungsart des Rumpfes abhängen. Bei sorgfältiger aerodynamischer Formgebung ist



Abb. 15. Längsverband durchlaufend, Spante ausgespart. (Douglas DC-2, Baujahr 1932.)

fast immer eine räumliche Krümmung der Blechhaut vorhanden. In solchen Fällen wird häufig zu einer stärkeren Unterteilung der Blechhaut geschritten, um die notwendige Vorverformung abzumindern. Die Verwendung von kleineren Beplankungstafeln bietet auch bei Reparatur von Beschädigungen gewisse Vorteile, da beschädigte Schalentteile durch Ausbohren der Niete leicht entfernt und durch neue ersetzt werden können.

Nach Nelson liegt bei Schalenrumpfen mit Längs- und Querversteifungen die übliche Hautstärke zwischen 0,5 und 1,3 mm bei Verwendung von Al-legierten Blechen. Bei Schalenrumpfen, die nur Querversteifungen aufweisen, wird sie natürlich entsprechend höher liegen, so z. B. ist sie bei der Vultee V-1A (Airplane Development Corp.) in einer Stärke von 1,3 bis 2,3 mm ausgeführt. An manchen Stellen des Rumpfes ist die Hautstärke durch die Griffestigkeit bestimmt. Die Steifigkeit der Haut ist vom Ver-

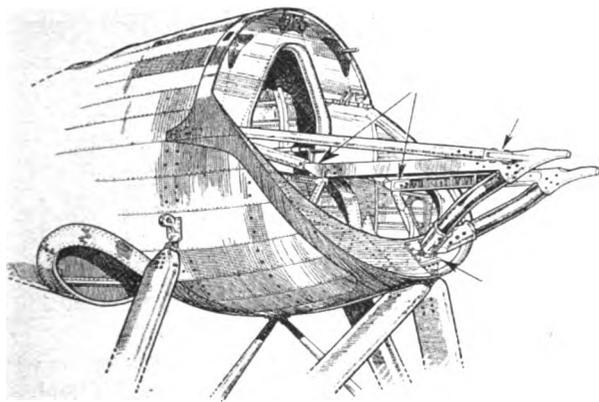


Abb. 17. Haut in Streifen längs des Rumpfes aufgebracht. (Nieuport Delage 122, Baujahr 1932).

hältnis Krümmungsradius zu Hautstärke abhängig, als praktisch erreicht gibt Nelson für dieses Verhältnis den Wert 1200 an.

Die Vernietung der einzelnen Blechstöße erfolgt auf den Spanten und Längsprofilen oder nur an den letzteren, wenn der Längsverband lediglich auf den Spanten ruht.

d) Verbindungselemente.

Für Blechstärken zwischen 0,5 und 1,4 mm gibt Nelson als übliche Nietgröße 3 mm (1/8 Zoll) und als häufig verwendete Nietteilung 19 mm (3/4 Zoll) an. Nach Miller soll die Veränderung der Nietteilung in gewissen Grenzen keinen großen Einfluß auf die Festigkeit ausüben, was allerdings lediglich bei parallel zur Haupt-Kraftrichtung verlaufenden Nietnähten zutreffen dürfte.

Im Gegensatz hierzu unterteilen auch amerikanische Hersteller in dem genannten Bereich Nietgröße und Nietteilung noch mehrmals, entsprechend der im folgenden wiedergegebenen Tabelle, die für Vergleichszwecke von Interesse sein mag. Den angegebenen Werten liegen folgende Bruchfestigkeitszahlen zugrunde:

Zugfestigkeit des ungeschwächten Bleches	$\sigma_R = 3867 \text{ kg/cm}^2$
Scherfestigkeit für Niete	$\tau_R = 2100 \text{ »}$
Scherfestigkeit für Bleche über 1,6 mm Stärke	$\tau_R = 1900 \text{ »}$
Scherfestigkeit für Bleche unter 1,6 mm Stärke	$\tau_R = 1400 \text{ »}$
Lochleibung für Bleche über 0,91 mm Stärke	$\sigma_{lR} = 5273 \text{ »}$
Lochleibung für Bleche unter 0,91 mm Stärke	$\sigma_{lR} = \frac{5273 \cdot s}{0,91} \text{ »}$

Wie ersichtlich wird für Bleche unter 0,91 mm die Lochleibung im Verhältnis zur Blechstärke herabgesetzt.

Die in der Tafel aufgeführten Nietteilungen sind so errechnet, daß das Verhältnis der Festigkeit der Nieten zur Festigkeit des vollen Blechquerschnittes (Nutzungsgrad des Bleches) bei der einreihigen, nicht wasserdichten Verbindung 25%, bei der zweireihigen nicht wasserdichten Verbindung 50% beträgt. Für die kleineren Blechstärken von 0,2 bis 0,74 mm empfiehlt es sich aus praktischen Gründen die etwas größere wasserdichte Teilung anzuwenden.

Soll bei einer Verbindung ein größerer Nutzungsgrad erzielt werden, so wird die Verbindung aus folgenden Formeln besonders errechnet:

$$e = \frac{P}{s \cdot \tau_R \cdot 2} + \frac{d}{2} \text{ und } t = \frac{P \cdot Z}{s \cdot \sigma_R \cdot \eta}$$

Hierbei bedeuten:

P die Scherkraft im Niet bzw. Lochleibungskraft im Blech (der kleinere Wert ist maßgebend).

Z Anzahl der Nietreihen.

η Nutzungsgrad des Bleches auf Zug.

Tafel I. Nietdurchmesser und -teilungen nach amerikanischen Angaben.

Kleinste Blechstärke s	Niet-Durchmesser d	Randabstand e	Teilung		Abstand der Nietreihen a
			einreihig	nicht wasserdicht	
mm	mm	mm	t_1, t_2 mm	t_{w1}, t_{w2} mm	mm
0,20	1,59	3,97		6,36	5,56
0,36	1,59	3,97		6,36	5,56
0,46	1,59	3,97		6,36	5,56
0,58	2,38	6,35		9,52	7,94
0,74	2,38	6,35		9,52	7,94
0,91	3,17	7,94	17,46		10,30
1,14	3,97	9,52	22,22		12,70
1,30	3,97	9,52	22,22		12,70
1,63	4,76	9,52	23,81		12,70
2,06	6,35	11,91	29,37		15,87
2,54	7,94	15,08	42,07		15,87
3,18	9,52	17,46	48,42		19,85
4,75	12,70	21,43	57,94		23,80
6,35	15,87	25,40	67,47		31,74
				63,50	39,68

Die Bedeutung der übrigen Größen folgt aus Zahlen-tafel I. Ferner wurden für die wasserdichte Teilung gesetzt: $t_w = 4d$ und für die Abstände der Nietreihen

$a = 3,25d$ für $s = 1,3 \text{ mm}$ und kleiner,
 $a = 2,5d$ für $s = 1,6 \text{ mm}$ und größer.

Folgende Nietarten sind in Gebrauch:

1. Normale Rundkopfnietung.
2. Flachkopfnietung (Abb. 18).
3. Versenk-nietung (Abb. 19).

Die Versenk-nietung hat sich für Schalenrumpfe bei den amerikanischen Konstruktionen nur teilweise durchgesetzt. Bei den Verkehrsflugzeugen wird sie im allgemeinen nur an der Flügel-nase verwendet. An sich erscheint es aber begründet, die Versenk-nietung auf diejenigen Stellen der Oberfläche zu beschränken, an denen aus aerodynamischen Gründen eine glatte Haut erwünscht ist, also im Rumpf-vorderteil bis kurz hinter dem größten Hauptspant. Die Versenk-nietung besitzt eine höhere Scherfestigkeit als die normale Nietung.

Seit mehreren Jahren schenkt man in Amerika der Entwicklung der Leichtmetall-Punktschweißung ein großes In-

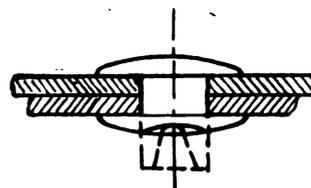


Abb. 18. Flachkopfnietung.

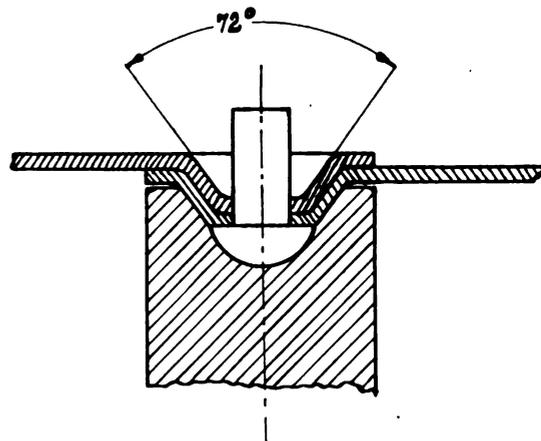


Abb. 19. Versenk-nietung.

teresse und erwartet eine baldige allgemeine Einführung. Eine eingehende Darstellung des gegenwärtigen Standes der Punktschweißung von Duralumin in Amerika ist in der Zeitschrift Aviation (August 1934) zu finden. Für nichttragende Teile wird sie bereits beim Army Air Corps angewendet.

4. Zusammenbau des Schalenrumpfes.

Meist werden die Schalenrumpfe nicht in einem Stück gebaut, sondern aus mehreren Teilen zusammengesetzt, z. B. aus drei, dem Vorderteil mit den Hauptanschlüssen für Motor, Fahrwerk und Flügel, dem Mittelteil, das dann im wesentlichen aus einer Schale ohne nennenswerte Einbauten besteht und dem Hinterteil mit den Lagerungen für Steuerflächen und Sporn. Dadurch wird die Montage der Einbauten erleichtert, es können gleichzeitig mehr Leute an dem Stück arbeiten, so daß die Vorrichtungen dadurch besser ausgenutzt werden.

In der Regel erfolgt der Zusammenbau nach folgendem Schema: Die Spanten, die für sich einzeln fertiggestellt sind, werden an den Vorrichtungen befestigt und dadurch aufrecht in der richtigen Lage festgehalten. Wenn Längsurte vorgesehen sind, werden diese an den Spanten angebracht. Danach wird die Haut aufgenietet. Vielfach gestattet die Vorrichtung, dabei den ganzen Rumpf bzw. Rumpfteil um seine Längsachse zu drehen, um den Nietern das Arbeiten zu erleichtern.

5. Baustoff.

Für die Herstellung von Schalenrumpfen wird heute in Amerika ausschließlich hochfestes Duralumin verwendet. Da es meist möglich ist, mit abwickelbaren Flächen auszukommen, spielt die geringe Dehnung der hochfesten Legierung keine nennenswerte Rolle. Wo es nötig ist, das Blech vor dem Einbau zu verformen, geschieht dies, soweit die Außenhaut in Frage kommt, im frisch geglühten Zustand. Die bislang verwendete Legierung 17 S-T mit einer Zugfestigkeit von 4070 kg/cm² und einer Dehnung von 20% (bei 51 mm) wird neuerdings durch die hochwertigere Legierung 24 S-T ersetzt.

Die Ermüdungsfestigkeit von dieser Legierung ist allerdings nicht höher als die von 17 S-T. Die Glätte des Beplankungsbleches, wie es in Amerika zur Verarbeitung kommt, ist bemerkenswert. Dies mag damit zusammen-

Tafel II. Festigkeit der amerikanischen Duralumin-Legierungen.

Baustoff	Zugfestigkeit kg/cm ²	Fließgrenze kg/cm ²	Dehnung %, bei 51 mm
Blech 24 S-T	4560	3030	20
24 S-RT	4780	3720	13
Alclad 24 S-T	4210	2800	18
Alclad 24 S-RT	4350	3430	11
Gezogene Profile 24 S-T . .	4560	3230	16

hängen, daß es in Tafeln von 2,50 × 1,0 m angeliefert wird, und zwar auch in Stärken bis zu 5 mm. Alclad (d. i. die amerikanische Bezeichnung für Duralplat, Duralumin mit einem Überzug aus reinem Aluminium als Korrosionsschutz) hat sich für die Außenhaut in Amerika nahezu durchgesetzt. Alclad hat zwar nicht die gleiche Festigkeit wie das Ausgangsmaterial ohne den Aluminium-Überzug, jedoch spart man den Schutzanstrich und damit außer der Arbeit auch wieder etwas Gewicht.

Für die Innenkonstruktion wird das Duralumin zum Schutz gegen Korrosion meist anodisch oxydiert und oft nachträglich mit einem Schutzanstrich versehen.

In der Regel werden die Teile vor der Zusammennietung einzeln behandelt, gelegentlich jedoch auch zusammengebaute Teile, und dann anodisch oxydiert. Nach Angabe von Nagel und Pyne von der Aluminium Co. of America²⁾ hat sich dieses Verfahren auch bei Seeflugzeugen für den Dienst in den Tropen bewährt.

6. Zusammenfassung.

Nach Erörterung der Vorteile und Nachteile der Rumpfschalenkonstruktionen wird eine Einteilung dieser Bauweisen nach ihrem verschiedenartigen konstruktiven Aufbau angegeben. An Hand ausländischer Literatur und Bildmaterials wird die konstruktive Ausbildung der Schalenelemente beschrieben. Neben einer kurzen Angabe über eine in Amerika gebräuchliche Fertigungsmethode folgen noch einige Angaben über die dort verwendeten Baustoffe.

²⁾ Aluminium Alloys up-to-date. By C. F. Nagel Jr. and F. C. Pyne, Aviation, Bd. 33 (1934), Nr. 7, S. 212/214.

LUFTFAHRT- FORSCHUNG

Mit Beiträgen der nachstehenden Stellen:

Vereinigung für Luftfahrtforschung • Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, E.V., Berlin-Adlershof • Aerodynamische Versuchsanstalt beim Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung, Göttingen • Aerodynamisches Institut der Technischen Hochschule Aachen • Aerodynamisches Institut an der Technischen Hochschule Darmstadt • Institut für Aerodynamik und Flugtechnik der Technischen Hochschule Hannover • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Stuttgart • Forschungsinstitut für Kraftfahrwesen und Fahrzeugmotoren an der Technischen Hochschule Stuttgart • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Berlin • Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug, Flugplatz Griesheim b. Darmstadt • Professor Dr.-Ing. Flügel u. a.

Herausgegeben von der
**Zentrale für technisch-wissenschaftliches Berichtswesen
über Luftfahrtforschung (ZWB)**



BAND XII

1935

VERLAG R. OLDENBOURG / MÜNCHEN 1 UND BERLIN

INHALTS-ÜBERSICHT

Verfasserverzeichnis.

	Nr.	Seite		Nr.	Seite
Ballerstedt, W.: s. Wagner, H.	2	70	Matthaes, K.: Eine 5-t-Zug-Druck-Dauerprüfmaschine der DVL	2	87
Betz, A.: Lebensbeschreibung und Literaturverzeichnis	8	247	— Herabsetzung der Dauerfestigkeit von Nichteisenmetallen an Kraftangriffsstellen	5	176
Biechteler, C.: Weitere Messungen der Eigenschaften und Leistungen des Flugzeuges Focke-Wulf F 19a »Ente«	4	134	Muttray, H.: Untersuchungen über die Größe des Abwindes hinter Tragflügeln mit rechteckigem und elliptischem Umriß	1	28
Blenk, H., Fuchs, D., Liebers, F.: Über Messungen von Wirbelfrequenzen	1	38	— Über die Größe der Berichtigungsbeiwerte für Widerstand und Anstellwinkel bei Freistrahlen von elliptischem Querschnitt	8	265
Böschel, E.: s. Schmidt, E. K. O.	3	116	Pfister, W.: s. Handel, P. v.	2	80
Brenner, P.: Ein neues Verfahren zur Prüfung des Aufreißwiderstandes metallischer Werkstoffe	3	107	Philippovich, A. v., Seeber, F.: Vergleichsversuche in verschiedenen CFR-Motoren	5	161
Busemann, A.: Aerodynamischer Auftrieb bei Überschallgeschwindigkeit	6	210	Pleines, W.: Flugmessungen im Höchstauftriebsbereich mit dem Flugzeug Focke-Wulf A 32 »Bussard«	4	142
Diringshofen, H. v., Hartmann, H.: Kohlenoxyd- und Höhenwirkung	4	121	Prandtl, L.: Lebensbeschreibung und Literaturverzeichnis	1	1
Fuchs, D.: s. Blenk, H.	1	38	— Albert Betz	8	247
Handel, P. v., Pfister, W.: Über die Strahlungskennlinien und die Ausbreitung ultrakurzer Wellen ($\lambda = 7 \dots 10$ m)	2	80	Ruff, S.: Über die leistungsvermindernde Wirkung von Auspuffgasen auf Flugzeugbesatzungen und über Kohlenoxydmessungen in verschiedenen Flugzeugmustern	4	124
Harth: Vermessung beschleunigter Flugzustände	7	240	Schilhansl, M.: Der induzierte Widerstand von Flügeln mit kleinem Seitenverhältnis	1	55
Hartmann, H.: s. Diringshofen, H. v.	4	121	Schmeidler, W.: Dynamik des Schwingenfluges	4	128
Helmbold, H. B.: Systematische Versuche an Verstellluftschrauben	1	4	Schmidt, E. K. O., Böschel, E.: Vergleich der Korrosionsbeständigkeit von 11 Leichtmetallen bei Natur- und Laboratoriumsversuchen	3	116
Heyer, H.: s. Mann, H.	5	168	Schrenk, O.: Versuche mit Absaugeflügeln	1	10
Hoerner, S.: Versuche mit Kugeln, betreffend Kennzahl, Turbulenz und Oberflächenbeschaffenheit	1	42	Schwarz, R.: Untersuchung der beschleunigten Längsbewegung eines Flugzeugs	2	62
— Berechnung des Oberflächenreibungswiderstandes schneller Flugzeuge	6	188	Scriba, L.: Meß-Einrichtungen im Segelflug	7	237
Hoff, W.: Ludwig Prandtl, Lebensbeschreibung	1	1	Seeber, F.: s. Philippovich, A. v.	5	161
Kiel, G.: Gesamtdruckgerät mit großer Unempfindlichkeit gegen Schräganströmung	2	75	Seiferth, R., Albert Betz, Lebensbeschreibung	8	247
Kramer, M.: Der 5 x 7-m-Windkanal der DVL	6	181	Seyerle, W.: s. Stotzingen, F. v.	7	229
Küssner, H. G.: Augenblicklicher Entwicklungsstand der Frage des Flügelflatterns	6	193	Stotzingen, F. v., Seyerle, W.: Messung der Strömung an luftgekühlten Flugmotoren-Zylindern	7	229
— Häufigkeitsbetrachtungen zur Ermittlung der erforderlichen Festigkeit von Flugzeugen	2	57	Stüper, J.: Beitrag zum Problem der durch einen Freistrahlinhindurchgesteckten Tragflügel	8	267
Liebers, F.: s. Blenk, H.	1	38	Weinig, F.: Beitrag zur Theorie des Schlitzflügels	5	149
— Zur Berechnung der 3 tiefsten Biegefrequenzen der umlaufenden Schraube	5	155	— Geschwindigkeit und Richtung der Strömung um ein Tragflügelprofil	7	222
Lippisch, A.: Verfahren zur Bestimmung der Auftriebsverteilung längs der Spannweite	3	89	Wagner, H., Ballerstedt, W.: Über Zugfelder in ursprünglich gekrümmten dünnen Blechen bei Beanspruchung durch Schubkräfte	2	70
Lotz, I.: Korrektur des Abwindes in Windkanälen mit kreisrunden oder elliptischen Querschnitten	8	250			
Maletzke, R.: Flugleistungsmessungen mit Segelflugzeugen	7	234			
Mann, H., Heyer, H.: Über die Gleitlagerfrage im Flugmotorenbau unter Berücksichtigung der werkstofftechnischen Entwicklung	5	168			

Sachverzeichnis.

	Nr.	Seite		Nr.	Seite
Aero- und Hydrodynamik.			Funktechnik.		
Versuche mit Absaugeflügeln, Schrenk, O. . .	1	10	Über die Strahlungskennlinien und die Ausbreitung ultrakurzer Wellen ($\lambda = 7 \dots 10$ m), Handel, P. v./Pfister, W.	2	80
Untersuchungen über die Größe des Abwindes hinter Tragflügeln mit rechteckigem und elliptischem Umriß, Muttray, H.	1	28	Kraftstoffe.		
Über Messungen von Wirbelfrequenzen, Blenk, H./Fuchs, D./Liebers, F.	1	38	Vergleichsversuche in verschiedenen CFR-Motoren, Philippovich, A. v./Seeber, F. . .	5	161
Versuche mit Kugeln, betreffend Kennzahl, Turbulenz und Oberflächenbeschaffenheit, Hoerner, S.	1	42	Luftschrauben.		
Der induzierte Widerstand von Flügeln mit kleinem Seitenverhältnis, Schildhansl, M. . .	1	55	Systematische Versuche an Verstellluftschrauben, Helmbold, H. B.	1	4
Verfahren zur Bestimmung der Auftriebsverteilung längs der Spannweite, Lippisch, A. . .	3	89	Zur Berechnung der 3 tiefsten Biegefrequenzen der umlaufenden Schraube, Liebers, F. . .	5	155
Beitrag zur Theorie des Schlitzflügels, Weinig, F.	5	149	Medizin.		
Berechnung des Oberflächenreibungswiderstandes schneller Flugzeuge, Hoerner, S. . .	6	188	Kohlenoxyd- und Höhenwirkung, Diringshofen, H. v./Hartmann, H.	4	121
Geschwindigkeit und Richtung der Strömung um ein Tragflügelprofil, Weinig, F. . .	7	222	Über die leistungsvermindernde Wirkung von Auspuffgasen auf Flugzeugbesatzungen und über Kohlenoxydmessungen in verschiedenen Flugzeugmustern, Ruff, S.	4	124
Über die Größe der Berichtigungsbeiwerte für Widerstand und Anstellwinkel bei Freistrah von elliptischem Querschnitt, Muttray, H. .	8	265	Messen.		
Beitrag zum Problem des durch einen Freistrah hindurchgesteckten Tragflügel, Stüpper, J.	8	267	Gesamtdruckgerät mit großer Unempfindlichkeit gegen Schräganströmung, Kiel, G. .	2	75
Festigkeit			Messung der Strömung an luftgekühlten Flugmotoren-Zylindern, Stotzingen, F. v./Seyerle, W.	7	229
Häufigkeitsbetrachtungen zur Ermittlung der erforderlichen Festigkeit von Flugzeugen, Küssner, H. G.	2	57	Flugleistungsmessungen mit Segelflugzeugen, Maletzke, R.	7	234
Über Zugfelder in ursprünglich gekrümmten dünnen Blechen bei Beanspruchung durch Schubkräfte, Wagner, H./Ballerstedt, W. .	2	70	Meß-Einrichtungen im Segelflug, Scriba, L. .	7	237
Eine 5-t-Zug-Druck-Dauerprüfmaschine der DVL, Matthaes, K.	2	87	Vermessung beschleunigter Flugzustände, Harth	7	240
Ein neues Verfahren zur Prüfung des Aufreißwiderstandes metallischer Werkstoffe, Brenner, P.	3	107	Schwingenflug.		
Herabsetzung der Dauerfestigkeit von Nichteisenmetallen an Kraftangriffsstellen, Matthaes, K.	5	176	Dynamik des Schwingenfluges, Schmeidler, W. .	4	128
Flugmechanik.			Schwingungen.		
Untersuchung der beschleunigten Längsbewegung eines Flugzeugs, Schwarz, R.	2	62	Zur Berechnung der 3 tiefsten Biegefrequenzen der umlaufenden Schraube, Liebers, F. .	5	155
Weitere Messungen der Eigenschaften und Leistungen des Flugzeuges Focke-Wulf F 19a »Ente«, Biechteler, C.	4	134	Augenblicklicher Entwicklungsstand der Frage des Flügelflatterns, Küssner, H. G. . . .	6	193
Flugmessungen im Höchstauftriebsbereich mit dem Flugzeug Focke-Wulf A 32 »Bussard«, Pleines, W.	4	142	Werkstoffe.		
Flugleistungsmessungen mit Segelflugzeugen, Maletzke, R.	7	234	Ein neues Verfahren zur Prüfung des Aufreißwiderstandes metallischer Werkstoffe, Brenner, P.	3	107
Flugmotor.			Vergleich der Korrosionsbeständigkeit von 11 Leichtmetallen bei Natur- und Laboratoriumsversuchen, Schmidt, E. K. O./Böschel, E.	3	116
Über die Gleitlagerfrage im Flugmotorenbau unter Berücksichtigung der werkstofftechnischen Entwicklung, Mann, H./Heyer, H. .	5	168	Über die Gleitlagerfrage im Flugmotorenbau unter Berücksichtigung der werkstofftechnischen Entwicklung, Mann, H./Heyer, H. . .	5	168
Messung der Strömung an luftgekühlten Flugmotoren-Zylindern, Stotzingen, F. v./Seyerle, W.	7	229	Herabsetzung der Dauerfestigkeit von Nichteisenmetallen an Kraftangriffsstellen, Matthaes, K.	5	176
Flugzeugbau.			Windkanal.		
Häufigkeitsbetrachtungen zur Ermittlung der erforderlichen Festigkeit von Flugzeugen, Küssner, H. G.	2	57	Der 5 x 7-m-Windkanal der DVL, Kramer, M. .	6	181
Augenblicklicher Entwicklungsstand zur Frage des Flügelflatterns, Küssner, H. G.	6	193	Korrektur des Abwindes in Windkanälen mit kreisrunden oder elliptischen Querschnitten, Lotz, I.	8	250
			Über die Größe der Berichtigungsbeiwerte für Widerstand und Anstellwinkel bei Freistrahlen von elliptischem Querschnitt, Muttray, H.	8	265
			Beitrag zum Problem des durch einen Freistrah hindurchgesteckten Tragflügel, Stüpper, J.	8	267

X

APR 30 1935

LUFTFAHRT- FORSCHUNG

Mit Beiträgen der nachstehenden Institute:

Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, E.V., Berlin-Adlershof • Aerodynamische Versuchsanstalt beim Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung, Göttingen • Aerodynamisches Institut der Technischen Hochschule Aachen • Aerodynamisches Institut an der Technischen Hochschule Darmstadt • Institut für Aerodynamik und Flugtechnik der Technischen Hochschule Hannover • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Stuttgart • Forschungsinstitut für Kraftfahrwesen und Fahrzeugmotore an der Technischen Hochschule Stuttgart • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Berlin • Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug, Flugplatz Griesheim b. Darmstadt • Professor Dr.-Ing. Flügel u. a.

Herausgegeben von der
**Zentrale für technisch-wissenschaftliches Berichtswesen
über Luftfahrtforschung (ZWB)**



INHALT:

Ludwig Prandtl	Seite 1
Systematische Versuche an Verstellluftschrauben. Von H. B. Helmbold	Seite 4
Versuche mit Absaugeflügeln. Von O. Schrenk	Seite 10
Untersuchungen über die Größe des Abwindes hinter Tragflügeln mit rechteckigem und elliptischem Umriss. Von H. Muttray	Seite 28
Über Messungen von Wirbelfrequenzen. Von H. Blenk, D. Fuchs, F. Liebers	Seite 38
Versuche mit Kugeln betreffend Kennzahl, Turbulenz und Oberflächenbeschaffenheit. Von S. Hoerner	Seite 42
Der induzierte Widerstand von Flügeln mit kleinem Seitenverhältnis. Von Schilhansl	Seite 55

VERLAG VON R. OLDENBOURG, MÜNCHEN-BERLIN

EINE WERTVOLLE ERGÄNZUNG
ZUR „LUFTFAHRT-FORSCHUNG“
STELLT DIE ZEITSCHRIFT

DEUTSCHE LUFTWACHT

AUSGABE: LUFTWISSEN

dar. Die Zeitschrift ist zu beziehen vom Verlag E. S. Mittler & Sohn, Berlin SW 68, vom Verlag R. Oldenbourg, München 1, sowie durch alle Buchhandlungen

PREIS DES JAHRGANGS

im Inland RM. 12.-
im Ausland RM. 18.-

Luftfahrt-Forschung

Jährlich erscheint ein Band (bestehend aus 8 Heften) zum Preise von RM. 16.—. Bestellungen können bei jeder Buchhandlung oder beim Verlag aufgegeben werden.

R. Oldenbourg · München 1 und Berlin

Verlangen Sie

unverbindlich ein Angebot über den günstigen Bezug von „Luftfahrt-Forschung“ Bd. 1–10. Preisermäßigung und Ratenzahlung bei Bezug aller Bände. (1934): 244 Seiten, 452 Abb., Band II ist zum Preise von RM. 16.— lieferbar.

FORSCHUNGSERGEBNISSE DES VERKEHRSWISSENSCHAFTLICHEN INSTITUTS FÜR LUFTFAHRT AN DER TECHNISCHEN HOCHSCHULE STUTTGART

Herausgegeben von Prof. Dr.-Ing. CARL PIRATH

Heft 7:

DER PRIVATE LUFTVERKEHR

Lex.-8°. 73 Seiten, 21 Abbildungen im Text. Preis RM. 4.50

Inhalt:

„Die Entwicklungsgrundlagen des privaten Luftverkehrs“

Von Prof. Dr.-Ing. C. Pirath

„Betriebs- und verkehrswirtschaftliche Untersuchung des Sport- und privaten Reiseflugs“

Von Dr.-Ing. H. Kübler

„Wir sind auf den Inhalt dieses 7. Heftes der „Forschungsergebnisse“ deshalb hier so ausführlich eingetreten, weil dieser Veröffentlichung eine außergewöhnliche Bedeutung für die Weiterentwicklung des Privatluftverkehrs und des Flugsportes beizumessen. Dieses Heft gehört nicht nur in die Bibliothek eines jeden Flugsportklubs, sondern mit seinem Inhalt sollte sich auch jeder Privatflugzeugbesitzer, zu eigenem Gewinn und Nutzen, gründlich vertraut machen.“ (Schweizer Aero-Revue 1934.)

„Besonders wertvoll und aufschlußreich sind die vergleichenden Kostenuntersuchungen von Sport- und Reiseflugzeugen verschiedener Leistungsfähigkeit und entsprechenden Kraftwagentypen.“ (Flugsport 1932.)

Zu beziehen durch jede Buchhandlung!

VERKEHRSWISSENSCHAFTLICHE
LEHRMITTELGESELLSCHAFT M. B. H.
bei der Deutschen Reichsbahn, Berlin W 9

Forschungsergebnisse des Verkehrswissenschaftlichen Instituts für Luftfahrt an der Techn. Hochschule Stuttgart

Herausgegeben von Prof. Dr.-Ing. CARL PIRATH

Heft 1: **Die Probleme und das Verkehrsbedürfnis im Luftverkehr.** 36 S., 12 Abb., 9 Tab. Lex.-8°. 1929 M. 2.70

Heft 2: **Gestaltung des Weltluftverkehrsnetzes und seiner Flughafenanlagen.** 75 S., 42 Abb., 5 Tab. Lex.-8°. 1930. M. 4.50

Heft 3: **Grundlagen und Stand der Wirtschaftlichkeit im Luftverkehr.** 91 S., 9 Abb., 31 Tab. Lex.-8°. 1930. M. 4.50

Heft 4: **Die Luftverkehrswirtschaft in Europa und in den Vereinigten Staaten von Nordamerika.** 105 S., 45 Abb., 35 Tab. 1931. M. 8.—

Heft 5: **Die Hochstraßen des Weltluftverkehrs.** 47 S., 5 Abb. 27 Tab. 1932. M. 3.20

Heft 6: **Die Grundlagen der Flugsicherung.** 116 S., 27 Abb. 1933. M. 7.—

R. OLDENBOURG, MÜNCHEN 1 UND BERLIN

Ludwig Prandtl.

Am 4. Februar 1935 wurde Ludwig Prandtl 60 Jahre alt. Schüler und Freunde, die in- und ausländische Fachwelt, einerlei ob Ingenieur, Physiker oder reine Mathematiker, sie alle ließen es sich nicht nehmen, an diesem Tage ihres Lehrers, des erfolgreichen Forschers und vielseitigen Menschen dankbar zu gedenken, erfreut darüber, daß der Gefeierte voll neuer Ideen an der Arbeit ist, wie sie es an ihm seit vielen Jahren kennen.

Als vor zehn Jahren Th. v. Kármán der hohen Verdienste Prandtls um Wissenschaft und Technik anlässlich seines fünfzigjährigen Geburtstages gedachte¹⁾, schloß er seine Ausführungen mit den Worten:

»Wenn wir die fünfzigste Wiederkehr seines Geburtstages feiern — eigentlich ein früher Termin zum Feiern, vielleicht dadurch entschuldigt, daß der Jubilar früh angefangen hat, Bedeutendes zu leisten —, so wünschen wir in erster Linie, er möchte der Wissenschaft Deutschlands und der Welt mit der gleichen Schaffensfreude und Schaffenskraft erhalten bleiben; er möge bleiben als Forscher, Lehrer und Freund, ganz genau so, wie er ist. Nur eine Seite möchten wir —: ich glaube im Namen vieler zu sprechen — mehr entwickelt sehen. Viele Gelehrte begeben sich, wenn die Quelle der Originalität langsam an Ergiebigkeit nachzulassen beginnt, auf das bequemere und dankbare Gebiet des Bücherschreibens. Wenn wir darauf warten müßten, so würde Prandtl — fürchte ich —, nie Lehrbücher schreiben. Und doch ist dies eine Lücke, die man bedauern muß. Prandtlsche Theorien, Prandtlsche Versuchsanstalten, Prandtlsche Schüler hat die wissenschaftliche Welt schon etliche gesehen, von dem Fünfzigjährigen möchte sie auch Lehrbücher haben!«

Von den Wünschen, die v. Kármán 1925 ausgesprochen hat, ist erfreulicherweise und dankbar begrüßt von allen, die Prandtlsche Arbeiten erwarten und benötigen, in reichem Maße derjenige in Erfüllung gegangen, daß er »der Wissenschaft Deutschlands und der Welt mit der gleichen Schaffensfreude und Schaffenskraft erhalten« geblieben ist. Eine Fülle neuer Arbeiten entstammt seiner Feder. Das umfassende Lehrbuch, das v. Kármán vorschwebte und von dem Prandtl selbst einmal gesagt haben soll, daß er es eigentlich in dreifacher Fassung, nämlich für Ingenieure, Physiker und Mathematiker, schreiben müsse, ist noch ausgeblieben, offenbar weil bei Prandtl eben »die Quelle der Originalität« noch nicht an »Ergiebigkeit« nachgelassen hat. Wir wurden aber 1929/31 durch die Herausgabe seiner Vorlesungen²⁾ und 1931 durch den »Abriß der Strömungslehre«³⁾ bereichert, Bücher, die viele gern zur Hand nehmen.

In dem obenerwähnten Aufsatz ist v. Kármán im einzelnen auf die Prandtlschen Arbeiten eingegangen, die sich

¹⁾ Z. Flugtechn. Motorluftsch., Jg. 16 (1925), S. 37 ff.

²⁾ Hydro- und Aeromechanik nach Vorlesungen von L. Prandtl, herausgegeben von O. Tietjens, 2 Bände, Springer Bln. 1929 u. 1931.

³⁾ Friedrich Vieweg, Braunschweig, 1931.

in die Arbeitsgebiete Gasströmung, Elastizität und Festigkeit sowie Hydro- und Aerodynamik einteilen lassen. Diesen Zeilen ist ein Verzeichnis der wichtigsten Veröffentlichungen von L. Prandtl seit 1925 beigefügt, das sich somit unmittelbar an die frühere Aufstellung anschließt. Jeder Leser erkennt sofort die Vielseitigkeit des Prandtlschen Arbeitens im abgelaufenen Jahrzehnt. Die Aufsätze beschränken sich

nicht nur auf die Strömungslehre im engeren Sinne — was ja verständlich wäre —, sondern befassen sich auch darüber hinaus, wie auch früher, mit Aufgaben der Festigkeitslehre.

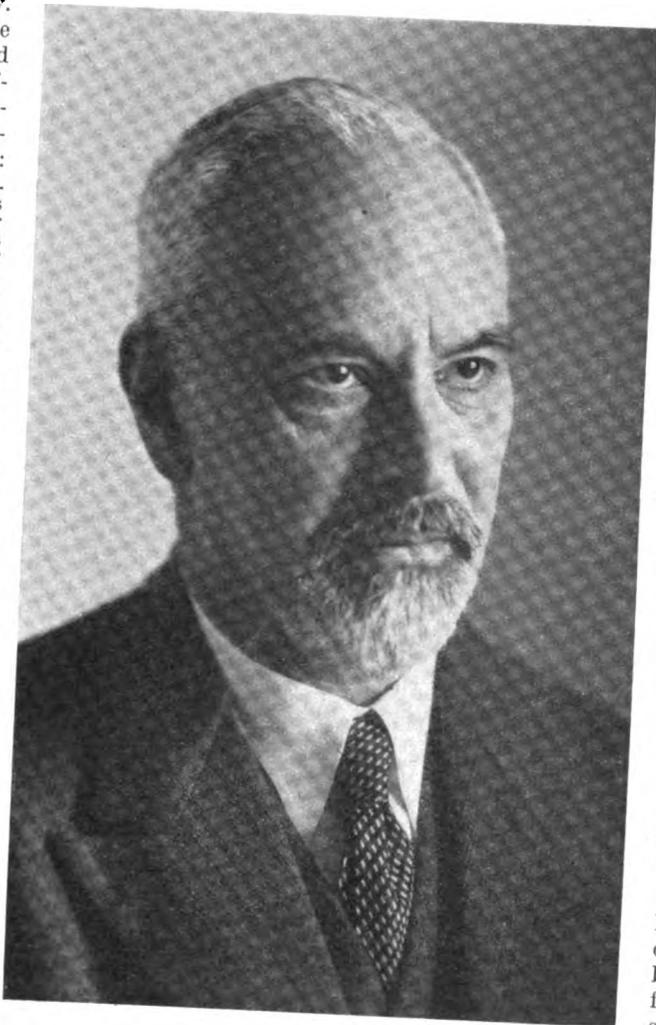
Steht Prandtl einem interessanten Problem gegenüber, das mit seinem engeren Arbeitsgebiet gar keine Berührung zu haben braucht, so ist es sicher, daß er ungleich schneller als irgendein anderer die Hauptfragen des Problems zu erfassen versteht. Wie oft hat er in solchen Fällen den Bearbeiter mit dem klaren Hinweis auf eine Lösungsmöglichkeit oder durch einen Beitrag zur behandelten Frage beschenkt. Die Nebenwege solchen uneigennütigen Tuns Prandtls sind im einzelnen nicht mehr zu verfolgen; sie sollen aber hier dankbar erwähnt sein.

Mancher wird sich fragen, woher es kommt, daß Prandtl bei allen Fachleuten der Luftfahrt bekannt ist, bei weit mehr, als wohl Arbeiten von Prandtl tatsächlich gelesen haben.

Ein erster Grund hierfür kann darin gesehen werden, daß er mittel- oder unmittelbar maßgebend die Anlagen fast aller Modellversuchsanstalten, die heute über die ganze Welt verstreut sind, beeinflusst hat. Wohl hatten andere, z. B. die Franzosen Eiffel und Ferber, vor ihm Untersuchungen über den Luftwiderstand begonnen; die erste Anlage Prandtls, die 1908 im Auftrage der Motorluftschiff-Studiengesellschaft in Göttingen errichtet worden ist, setzte aber sofort derart erfolgreich mit Messungen an Luftschiffkörpern, an ebenen und gewölbten Platten, an Luftschrauben ein, daß der Göttinger Windkanal ein überaus erfolgreiches und vorbildliches Hilfsmittel für den Luftfahrzeugbau aller Länder wurde.

Wie bescheiden die Anfänge waren, zeigt der Schlußsatz der ersten Prandtlschen Eingabe zwecks Bau des Windkanals, wo es heißt:

»So dürfte es, wenn die Direktion von einem Mitglied des Ausschusses unentgeltlich übernommen würde, ausreichend sein, einen wissenschaftlichen Beobachter sowie einen Mechaniker anzustellen.« Prandtl hat in der gleichen Eingabe bereits die Frage der Ähnlichkeit der Modellversuche mit dem Großversuch ge-



streift. Dem heute noch benutzten »Kleinen« Göttinger Kanal folgen später in allen wichtigen Luftfahrtforschungsstätten viele Kanäle, die in ihrer Gestaltung und bei ihren Meßverfahren weitgehend die Göttinger Vorarbeiten zum Muster nehmen konnten. Die dimensionslose Darstellung der Versuchswerte ist von Prandtl vorgeschlagen worden und hat sich seitdem in allen aerodynamischen Arbeiten eingewurzelt. Der Bau eines Windkanals war für Prandtl nicht Selbstzweck; er sollte ihm und seinen Mitarbeitern ein Hilfsmittel sein. Es ist aber wichtig festzustellen, daß dem Bekanntwerden der Göttinger Arbeiten nebenher auch die Anerkennung über die ausgezeichneten Arbeitsverfahren der Göttinger Schule ging.

Eine große Schwierigkeit war in den Anfangszeiten des Flugzeugbaues, die Ergebnisse von Modellmessungen oder Messungen im großen, die an bestimmt umrissene Tragflügel bestimmter Querschnitte geknüpft waren, auf andere Verhältnisse umzurechnen. Man wußte wohl, daß das Seitenverhältnis dabei eine große Bedeutung besaß, aber wie war diese zu erfassen? Hierzu gaben die während des Krieges entstandenen Arbeiten Prandtls über die »Tragflügeltheorie« den Schlüssel und den Weg zur folgerichtigen Weiterarbeit.

Heute wird auf der ganzen Welt jeder technisch ernst zu nehmende Neuentwurf eines Flugzeuges nach Prandtlschen Gedankengängen bearbeitet, um den Luftwiderstand der Tragflügel bei verschiedenen Auftrieben zu berechnen. Über den Bereich der »ungestörten Strömung« ist die Tragflügeltheorie voll anwendbar, und wo die Strömung »abzureißen« beginnt, da können wiederum Prandtsche Erkenntnisse über die »Grenzschicht« zur Deutung und Beherrschung der Vorgänge herangezogen werden. Zur Theorie der Luftschrauben hat Prandtl maßgebende Beiträge geliefert, die überall Einführung gefunden haben.

So erntet der Flugzeugingenieur auf Schritt und Tritt die Früchte der Pioniertätigkeit Prandtls, ohne oft im einzelnen zu wissen, daß er es war, der ihm die Grundlage zu seinen Überlegungen gegeben hat.

In den ersten Jahren der Segelflugbewegung weilte Prandtl regelmäßig in der Rhön und trat dem wagemutigen Volk der Akademischen Fliegergruppen nahe. Dort lernten die jungen Studenten der meisten Technischen Hochschulen den verehrten Mechaniklehrer auch in seinen menschlichen Zügen kennen. Daß Prandtl zum Walzer aufspielen werde, das hat kein Besucher des »Gasthofes zum Hirsch« in Gersfeld an jenem frohen Sommerabend 1921 vorher geahnt. Das Bild Prandtls wäre deshalb nicht vollständig, wenn neben der Würdigung als Forscher und Lehrer die Erwähnung solcher menschlichen Charakterzüge fehlte. Es seien deshalb hier einige Bemerkungen niedergelegt, die ich O. Tietjens verdanke, der während seiner Göttinger Studienzeit Prandtl nahestehen durfte:

Prandtls eigene Musik:

Ganz ähnlich wie Prandtl bei wissenschaftlicher Arbeit es vorzieht, schöpferisch tätig zu sein und von sich aus zu gestalten, anstatt das von anderen Geschaffene durchzudenken und in sich aufzunehmen, so auch in der Musik. Ein kleines Erlebnis mag dies erläutern: Schon häufig hatte ich, der ich als Student mehrere Jahre bei Prof. Prandtl wohnte, von meinem Zimmer aus dem

Klavierspiel Prandtls zugehört, ohne ausmachen zu können, was er eigentlich spielte. Von den in seinem Musikzimmer vorhandenen Noten, die ich kannte, war es offenbar nichts. Eines Abends, als Prandtl wieder spielte, wollte jemand ihn sprechen, und da gerade sonst niemand im Hause war, übernahm ich es, den Fremden anzumelden. Als ich die Tür öffnete, war mein Erstaunen groß. Das Musikzimmer lag ganz im Dunkeln, und Prandtl, der mein Eintreten nicht bemerkt hatte, spielte mit großer Hingabe seine eigenen ungeschriebenen Kompositionen.

Prandtls Art zu arbeiten:

Die geringe Neigung, bereits Geschaffenes und Niedergeschriebenes Schritt für Schritt durcharbeiten, erstreckt sich bei Prandtl gelegentlich sogar auf seine eigenen Arbeiten. So erzählte er mir einmal, daß es verschiedentlich vorgekommen sei, daß ein ihn interessierendes Problem nach Verlauf von vielen Jahren zum zweiten Mal von ihm gelöst worden sei. Wie es bei wissenschaftlicher Arbeit so ist, nicht jedes Problem erfährt auf Anhieb seine endgültige Lösung. Zu häufig nur muß man mit einem vorläufigen Resultat zufriedensein. Nach Jahren dann, häufig im Zusammenhang mit ganz anderen Fragen, taucht das alte Problem wieder auf. Der übliche Weg ist dann, die alten Rechnungen und Niederschriften wieder aus dem Schubfach zu holen, um festzustellen, wie weit man seinerzeit gekommen war. Nicht so bei Prandtl. Das Durchsehen alter Rechnungen und Theorien liegt ihm nicht, und obwohl er weiß, wo das seinerzeit gefundene Resultat des ihn interessierenden Problems seit Jahren liegt, zieht er es vor, auf dem ihm jetzt gangbarsten Wege von neuem das Ziel zu erreichen. Der nachträgliche Vergleich der Resultate zeigte dann allerdings häufig, wie weit der frühere Standpunkt inzwischen von ihm überholt worden war. Es ist offenbar die Freude am Schaffen selbst mehr, als die Freude am Geschaffenen, die eine solche Einstellung verständlich macht. Hier drängt sich unwillkürlich die Parallele auf zwischen dem schöpferischen Wissenschaftler und dem schaffenden Künstler.

Prandtls »Spieltrieb«:

Mit welcher Hingabe Prandtl mechanische Vorgänge sich anschaulich klarzumachen und anderen mitzuteilen sucht, dafür ist die folgende kleine Anekdote kennzeichnend, die in Göttingen erzählt wurde: Es war auf einer großen Gesellschaft von Göttinger Professoren. Für die Unterhaltung der Gäste war aufs beste gesorgt; jeder einzelne erhielt sogar ein Programm ausgehändigt, auf dem die Folge der Darbietungen verzeichnet war. Neben musikalischen Vorträgen und ähnlichen war jedoch eine Nummer, sagen wir, Nummer fünf, lediglich mit drei Kreuzen bezeichnet. Die Dame des Hauses teilte nun unter dem Zeichen der Verschwiegenheit jedem einzelnen mit Ausnahme von Prandtl mit, daß die drei Kreuze »Prandtl beim Spiel« bedeuten. Kurz vor Beginn dieser fünften Nummer war Prandtl vom Hausherrn wie von ungefähr aus dem Zimmer geführt, um nach kurzer Zeit wieder mit ihm einzutreten. In der Zwischenzeit war auf den in der Mitte des Zimmers befindlichen Tisch einer jener beliebten, mit einem Faden aufziehbaren Kreisel gelegt, worauf die Gesellschaft sich zwanglos um den Tisch gruppiert hatte. Prandtl erschien ahnungslos in der Tür, den Kreisel sehen, auf ihn zugehen und ihn in Bewegung setzen, war eins, und gerade wollte er mit seinem Vortrag beginnen, als er hochblickte und in die ihm zulächelnden Gesichter der Umstehenden sah. Da wußte er, daß er die Hauptfigur der Nummer fünf war.

Prandtls Wirken hat den Flugzeugbau wesentlich gefördert, so daß er schnell Grenzen erreichte, die vor 2½ Jahrzehnten keineswegs für möglich gehalten worden sind. Insbesondere fliegen die schnellsten Flugzeuge und arbeiten deren Luftschrauben unter Bedingungen, unter denen die landläufigen Annahmen der Aerodynamik bald nicht mehr anwendbar sind. Prandtls eigene Untersuchungen über kompressible Gase und die unter seiner Leitung gemachten Messungen bei sehr hohen Strömungsgeschwindigkeiten zeigen, daß die Aerodynamik andere Wege beschreiten muß, wenn Flugzeuggeschwindigkeiten verlangt werden, die der Schallgeschwindigkeit nahekommen. Daß hier Ludwig Prandtl unser Wegbereiter werde, ist der Wunsch, den die Luftfahrttechnik an ihren Meister beim Eintritt in das nächste Lebensjahrzehnt heranträgt.

Wilh. Hoff.

Verzeichnis der wichtigsten Veröffentlichungen von L. Prandtl seit 1925.

- | | |
|--|---|
| 1924/25 Die Windverteilung über dem Erdboden, errechnet aus den Gesetzen der Rohrströmung (gemeinsam mit W. Tollmien). Z. Geophysik, 1. Jahrg., S. 47. | 1926 Bemerkungen zu dem Aufsatz von A. Einstein: Die Ursache der Mäanderbildung und das sog. Baersche Gesetz. Naturwiss., Jahrg. 14, S. 619. |
| 1925 Magnuseffekt und Windkraftschiff. Naturwiss., Jg. 13, S. 93. | 1927 The Generation of Vortices in Fluids of small Viscosity (Wilbur Wright memorial lecture 1927). Roy. aeron. Soc., Vol. XXXI, S. 720. Deutsche Wiedergabe in Z. Flugtechn. Motorluftsch., Jahrg. 18, S. 489. |
| 1925 Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz, Z. angew. Math. Mech., Bd. 5, S. 136—139. | 1927 Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen (gemeinsam mit A. Betz), III. Lieferung, München und Berlin, R. Oldenbourg. |
| 1925 Kinematographische Strömungsbilder (gemeinsam mit O. Tietjens). Naturwiss., Jahrg. 13, S. 1050—1053. | 1928 Bemerkung über den Wärmeübergang im Rohr. Physik. Z., Jahrg. 29, S. 487. |
| 1926 Aufgaben der Strömungsforschung. Die Naturwissenschaften, Jahrg. 14, S. 335. | 1928 Bemerkung zur Hydrodynamik (Zuschrift zum Kis- |
| 1926 Bericht über neuere Turbulenzforschung. In »Hydraulische Probleme«, S. 1, VDI-Verlag, Berlin. | |

- singer Vortrag des Herrn v. Mises). Z. angew. Math. Mech., Bd. 8, S. 249.
- 1928 Ein Gedankenmodell zur kinetischen Theorie der festen Körper. Z. angew. Math. Mech. Bd. 8, S. 85.
- 1929 Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik, Bd. I, 2. Teil: Mechanik der flüssigen und gasförmigen Körper, S. 991. Braunschweig, Vieweg u. Sohn.
- 1929 Hydro- und Aeromechanik, O. Tietjens nach Vorlesungen von L. Prandtl, Bd. I: Gleichgewicht und reibungslose Bewegungen. Berlin, J. Springer.
- 1929 Näherungsverfahren zur zeichnerischen Ermittlung von ebenen Strömungen mit Überschallgeschwindigkeit (gemeinsam mit A. Busemann), Stodola-Festschrift, S. 499—509. Zürich und Leipzig, Orell Füßli.
- 1930 Einfluß stabilisierender Kräfte auf die Turbulenz. Vorträge aus dem Gebiet der Aerodynamik und verwandter Gebiete (Aachen 1929). Herausgegeben von A. Gilles, L. Hopf und Th. v. Kármán. Berlin, S. 1, J. Springer.
- 1930 Zwei Vorträge an der Kaiserlichen Universität in Tokyo, Oktober 1929: 1. Über Turbulenz. 2. Über Gasdynamik. Journal of the Aeronautical Research Institute, Tokyo Imperial University, Nr. 65 (Vol. 5, 12)
- 1930 Beobachtungen über dynamischen Segelflug. Z. Flugtechn. Motorluftsch., Jahrg. 21/1930, S. 116.
- 1931 On the Role of Turbulence in Technical Hydrodynamics (World Engineering Congress Tokyo 1929, Proceedings Vol. V, S. 495, Tokyo).
- 1931 Hydro- und Aeromechanik, O. Tietjens nach Vorlesungen von L. Prandtl, Bd. II: Bewegung reibender Flüssigkeiten und technische Anwendungen. Berlin, J. Springer.
- 1931 Abriß der Strömungslehre. Braunschweig, Vieweg u. Sohn.
- 1931 Handbuch der Experimentalphysik, Bd. IV, 1. Teil: Einführung in die Grundbegriffe der Strömungslehre, S. 3. Leipzig, Akad. Verlagsges.
- 1932 Handbuch der Experimentalphysik, Bd. IV, 2. Teil: Herstellung einwandfreier Luftströme (Windkanäle), S. 63, Leipzig, Akad. Verlagsges.
- 1932 Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen (gemeinsam mit A. Betz), IV. Lieferung. München und Berlin, R. Oldenbourg.
- 1932 Der Kräftezustand in dem Holzstapel eines Stetigschleifers. »Papier-Fabrikant«, 30. Jahrg., Heft 19. Berlin.
- 1932 Meteorologische Anwendungen der Strömungslehre. Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre (Bjerknes-Festschrift), Bd. 19. S. 188. Leipzig, Akademische Verl.Anst.
- 1933 Ein Gedankenmodell für den Zerreißvorgang spröder Körper. Z. angew. Math. Mech., Bd. 13, S. 129.
- 1933 Über Tragflügel kleinsten induzierten Widerstandes. Z. Flugtechn. Motorluftsch., Jahrg. 24, S. 305.
- 1933 Neuere Ergebnisse der Turbulenzforschung. Z. VDI Bd. 77, S. 105.
- 1934 Das Widerstandsgesetz rauher Platten (gemeinsam mit H. Schlichting). Werft, Reed., Hafen, Jahrg. 15, S. 1.
- 1934 Anwendungen der turbulenten Reibungsgesetze auf atmosphärische Strömungen. Vortrag auf dem IV. Intern. Congr. f. techn. Mechanik. Cambridge, Engng. Laboratory.
The Mechanica of Viscous Fluids, Abschn. G in Vol. III des Werkes »Aerodynamic Theory« von W. F. Durand. Berlin, Springer. Noch nicht erschienen.

Systematische Versuche an Verstellflüschrauben.

Von H. B. Helmbold,

Aerodynamische Versuchsanstalt, Göttingen.

Die Eigenschaften von Luftschrauben lassen sich in der Regel nur durch Modellversuche mit genügender Sicherheit vorausbestimmen. An Hand von Versuchen mit einem vom Verfasser bereits früher beschriebenen Propellertypus, der als natürliche Grundform bezeichnet wird und in der Rechnung eine ähnliche Rolle spielt wie der elliptische Flügel in der Tragflügeltheorie, wird gezeigt, wie weit sich die kostspieligen Modellversuche durch Berechnung ersetzen lassen.

Gliederung.

- I. Ziel der Untersuchung.
- II. Modellbeschreibung.
- III. Theoretische Vorausberechnung der Luftschraubenkräfte.
- IV. Gesamtkraftmessungen an einer Verstellflüschraube.
- V. Diskussion der Ergebnisse.
- VI. Zusammenfassung.
- VII. Schrifttum.

I. Ziel der Untersuchung.

Systematische Modellversuchsreihen für Luftschrauben sind von amerikanischen und englischen Forschungsanstalten schon während des Krieges und in der ersten Nachkriegszeit im großen Umfang durchgeführt worden und haben wertvolle Berechnungsunterlagen für die flugtechnische Praxis ergeben. Die Göttinger Anstalt hat sich auf diesem Gebiet bisher eine gewisse Zurückhaltung auferlegt, weil die natürlichen Ordnungsprinzipien einer Systematik für derartige Versuchsreihen noch nicht ausreichend klargestellt schienen. Erst in letzter Zeit wurde ein spezieller Propellertypus gefunden, der als natürliche Grundform angesprochen werden kann und im folgenden als »Ausgangsluftschraube« bezeichnet wird. Er spielt hier eine ganz ähnliche Rolle wie der unverwundene elliptische Eindecker in der Tragflügeltheorie. Dieser stellt ja nicht nur ein energetisches Optimum dar, sondern ist vor allem auch besonders einfach theoretisch zu behandeln, weil er die Strömung längs der ganzen Spannweite um den gleichen Winkel ablenkt und weil jedes seiner Profile beim gleichen wirksamen Anstellwinkel arbeitet. Der neue Propellertypus ist angegeben vom Verfasser in seinem WGL-Vortrag [1] und von Lock [4]. Er ist dadurch ausgezeichnet, daß sich seine Eigenschaften (Leistungsaufnahme und Wirkungsgrad) in einem gewissen Bereich von Fortschrittsgraden und Verstellwinkeln mit Hilfe verhältnismäßig einfacher Formeln einigermaßen zutreffend berechnen lassen. Die vorliegenden Versuche wurden unternommen, um zu zeigen, in welchem Umfange sich die kostspieligen Modellversuche durch die wesentlich billigere Berechnung ersetzen lassen. Gleichzeitig damit wurden experimentelle Unterlagen zur Kritik der Betz-Goldsteinschen Propellertheorie unter denjenigen Voraussetzungen gewonnen, die dieser Theorie zugrunde liegen, die aber bei anderen Propellertypen nur unvollkommen oder nicht gleichzeitig erfüllt sind. Diese Voraussetzungen sind Kleinheit der Störungsgeschwindigkeiten gegenüber der Fluggeschwindigkeit und Erzeugung derjenigen Strömungsform, die (bei vorgeschriebenem sehr kleinem Schub) das Minimum der kinetischen Verlustleistung ergibt.

II. Modellbeschreibung.

Der benutzte Propellertypus ist durch den Verlauf des Steigungswinkels und der Profiltiefe längs des Radius gekennzeichnet. Die Nullauftriebsrichtungen der Flügelprofile der »Ausgangsluftschraube« (Verstellwinkel Null) bilden in ihrer Gesamtheit eine mathematische Schraubenfläche mit der (längs des Radius konstanten) Steigung $H_p = \lambda_0 \cdot \pi D$. Die Zahl λ_0 heißt »Profilsteigungsgrad« und ist nichts anderes als der Fortschrittsgrad $\frac{v_0}{\pi n D}$, bei dem

längs des ganzen Schraubenflügels der Auftrieb gleichzeitig verschwindet und nur Profilwiderstand erzeugt wird. Die Lage der Nullauftriebsrichtung im Profil ist nicht ganz fest, sondern zeigt eine nicht zu vernachlässigende Abhängigkeit

von der Reynoldsschen Zahl $\Re = \frac{t \sqrt{u^2 + v_0^2}}{\nu} = \frac{E}{\nu}$ (die Größe $1000 E$ pflegt man als »Kennwert« zu bezeichnen). Es wurden deshalb Profile verwendet, die auch bei kleinen Kennwerten untersucht waren, nämlich die Profilserie Göttingen 622 bis 625. Diese umfaßt 4 affine Flügelschnitte von den Dickenverhältnissen 8, 12, 16 und 20%, die bei den Kennwerten 1700, 3200 und 6000 durchgemessen sind (R. Seiferth, veröffentlicht sind bisher nur die Messungen bei $E = 6000$, Lit.-Verz. [5]). Die Profilkordinaten gehen aus Zahlentafel I hervor; die Abszissen x sind in % der Flügeltiefe t , die Ordinaten der Druckseite y_d und der Saugseite y_s in % der größten Dicke d angegeben. Sie sind (insbesondere in der Nähe der Hinterkante, die etwas verstärkt wurde) gegenüber den Originalwerten unwesentlich geändert. Beim Kennwert 6000 gilt für den Winkel zwischen Nullauftriebsrichtung und Druckseite die Formel $\alpha_{90}^0 = 44^\circ \frac{d}{t}$.

Tafel I.

x	0	2,5	5	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
y_d	27,6	53,1	65,6	80,5	95,8	100	96,5	87,7	75,5	60,5	43,0	24,0	5,0
y_s	27,6	11,2	6,1	2,2	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Die Umrißform der abgewickelten Flügelfläche ist durch folgende Formel für die Verteilung der Flügeltiefe längs des Halbmessers gegeben:

$$t = t_0 \kappa_0 \frac{x}{\sqrt{\lambda_0^2 + x^2}} \sqrt{1 - \Re^2},$$

worin t_0 eine Konstante von der Dimension einer Länge darstellt (»reduzierte Flügeltiefe«). Die Zahl κ_0 kann näherungsweise gedeutet werden als ein Maß dafür, wie weit die durch die einzelnen Kreisringe der Propellerkreisfläche strömenden Durchflusmengen zur Schuberzeugung nutzbar gemacht sind [6]. Sie ist eine Funktion der Flügeltiefe z , des Profilsteigungsgrades λ_0 und des dimensionslosen Radius $x = \frac{r}{R}$

(nähere Auskunft gibt ein Aufsatz des Verfassers [2]). Der Einfluß der Kompressibilität auf die Profilströmung ist durch den Faktor $\sqrt{1 - \Re^2}$ berücksichtigt. Dabei bedeutet $\Re = \frac{\sqrt{u^2 + v_0^2}}{c}$ (mit c als Schallgeschwindigkeit) die Machsche Zahl. Der hier verwendete Korrekturfaktor verliert seine Gültigkeit, sobald die Machsche Zahl an der Flügelspitze den Wert $\Re \approx 0,6$ überschreitet. Den Verlauf

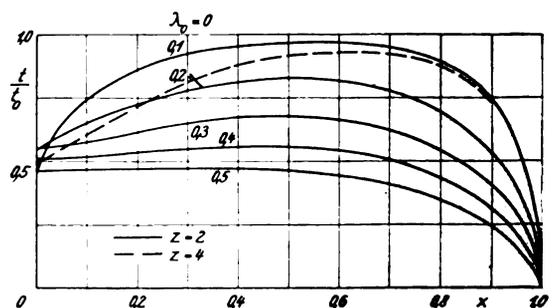


Abb. 1. Flügelumrisse, $\Re = 0$.

$$k_s = k_{s0} + k_s \delta + k_{sw},$$

$$k_d = k_s^* \lambda + k_t + k_{dw}, \quad k_s^* = k_{s0} + k_s \delta$$

$$k_t = k_{t0} + k_t \delta.$$

Zur Kennzeichnung des Betriebszustandes verwendet man zweckmäßig neben dem Fortschrittsgrad λ noch die Fortschrittsgraddifferenz $\gamma = \lambda_0 - \lambda$. Die Formeln lauten dann

$$k_{s0} = \frac{8a}{a+8\lambda_0} \left[K_{31} \lambda \gamma + \left(K_{32} + \frac{8\lambda_0^3 K_{22}}{a+8\lambda_0} - \frac{8a\lambda_0^2 K_{31}^*}{a+8\lambda_0} - \frac{8a\lambda_0 K_{32}}{(a+8\lambda_0)^2} \right) \gamma^2 \right]$$

(eine zu Abschätzungszwecken brauchbare Näherung für kleine a lautet:

$$k_{s0} = \frac{8a\lambda_0 K_{31}}{a+8\lambda_0} \gamma,$$

$$k_s \delta = \frac{8a}{a+8\lambda_0} \left[K_{20} \delta \lambda + \frac{1}{a+8\lambda_0} \left(8\lambda_0 K_{41} + a K_I - \frac{8a\lambda_0^2 K_{20}^*}{a+8\lambda_0} - \frac{8a\lambda_0 \cdot 2K_{41}}{(a+8\lambda_0)^2} \right) \delta \gamma + \frac{a}{a+8\lambda_0} \left(K_{II} - \frac{8\lambda_0 K_{20}}{a+8\lambda_0} \right) \delta^2 \right]$$

$$k_{sw} = -\frac{c_w}{c_a'} a \lambda_0 K_{10}$$

$$k_{t0} = \frac{8a^2 \lambda_0}{(a+8\lambda_0)^2} K_{31} \gamma^2$$

$$k_t \delta = \frac{8a^2 \lambda_0}{(a+8\lambda_0)^2} (2K_{20} \delta \gamma + K_{III} \delta^2)$$

$$k_{dw} = \frac{c_w}{c_a'} a \left[K_{30} - \left(1 + \frac{a}{a+8\lambda_0} \right) \lambda_0 K_{31} \gamma - \frac{a\lambda_0 K_{20}}{a+8\lambda_0} \delta \right] \approx \frac{c_w}{c_a'} a K_{20}.$$

Die hier auftretenden Zahlengrößen K und K^* mit Doppelindex bzw. einfachem römischem Index sind nur von der Flügelzahl z und vom Profilsteigungsgrad λ_0 abhängig und aus Zahlentafel IV und den Abb. 3a bis e zu entnehmen. Die Formeln für k_{sw} und k_{dw} gelten nur für $\mathfrak{R} = 0$.

Für die untersuchte Verstellluftschraube gelten folgende Zahlenkonstanten: $a = 0,983$, $\lambda_0 = 0,3$ und $c_a' = 5,15$. Damit ergibt sich

$$k_{s0} = (0,532 \lambda + 0,490 \gamma) \gamma$$

$$k_s \delta = (0,429 \lambda + 0,250 \gamma - 0,0573 \delta) \delta$$

$$k_{t0} = 0,0463 \gamma^2$$

$$k_t \delta = (0,0744 \gamma + 0,03114 \delta) \delta.$$

Tafel IV.

	λ_0	2 K_{10}	3 K_{20}	4 K_{30}	2 K_{31}	3 K_{41}	$\lambda_0^2 K_{22}$	2 K_{32}
$(z=2)$	0,1	0,8521	0,7936	0,7450	0,804	0,773	0,01738	0,7704
	0,125	0,8226	0,7555	0,7035	0,756	0,7242	0,02344	0,7096
	0,167	0,7769	0,6975	0,6421	0,6754	0,6450	0,03264	0,6100
	0,2	0,7427	0,6544	0,5981	0,615	0,5850	0,03884	0,5354
	0,25	0,6993	0,5989	0,5411	0,5292	0,5049	0,04585	0,4352
	0,333	0,6435	0,5268	0,4672	0,4140	0,3987	0,05287	0,3084
0,5	0,5621	0,4178	0,3589	0,2594	0,2493	0,06272	0,1540	
$(z=4)$	0,2	0,8656	0,7958	0,7459	0,7282	0,7170	0,04532	0,6581

	λ_0	K_{20}^*	K_{31}^*	K_I	10 K_{II}	5 K_{III}
$(z=2)$	0,1	-0,493	0,757	0,5765	1,3220	0,9525
	0,2	-0,406	0,146	0,3744	0,5010	0,8220
	0,3	-0,278	-0,164	0,1620	0,0300	0,7680
	0,4	-0,209	-0,338	-0,0384	-0,4110	0,7650
	0,5	-0,175	-0,527	-0,2810	-0,9060	0,8000

Die Reibungsglieder k_{sw} und k_{dw} wurden nicht vorausberechnet, weil die vorliegenden Erfahrungen über die Einflüsse der Kompressibilität und der Fliehkraft auf die Grenzschicht an den Schraubenflügeln und infolgedessen auf den Profilwiderstand dafür nicht ausreichend erschienen. Es genügt zu wissen, daß über einen größeren Bereich positiver k_s die Reibungsglieder praktisch als vom Fortschrittsgrad unabhängig angesehen werden können, so daß die Meßkurven für k_s und k_d über λ aufgetragen

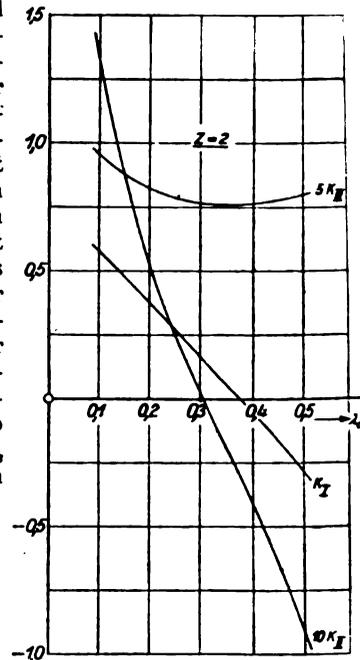


Abb. 3 c.

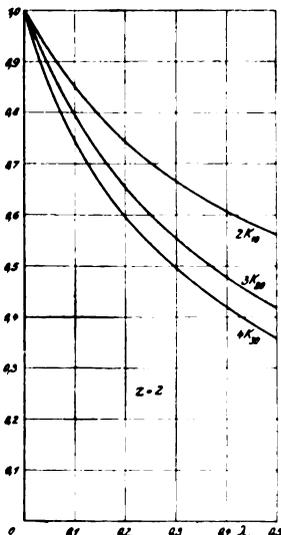


Abb. 3 a.

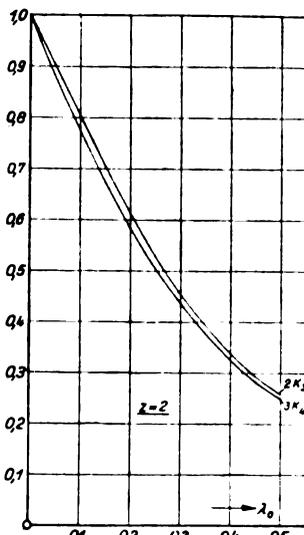


Abb. 3 b.

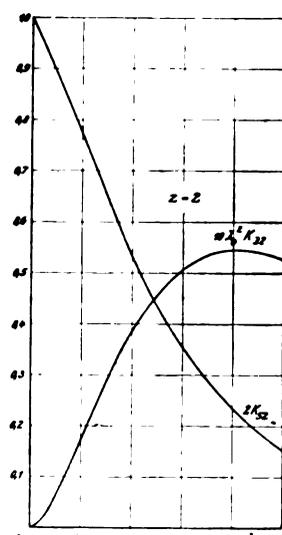


Abb. 3 c.

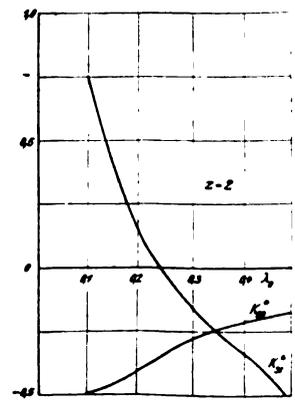


Abb. 3 d.

Abb. 3 a-e. Verlauf der Funktionen K.

aus den entsprechenden Rechenkurven eigentlich durch bloße Parallelverschiebung hervorgehen sollten.

IV. Gesamtkraftmessungen an der Verstellflüschraube.

Die Versuche wurden im Mai/Juni 1933 auf dem neuen Propellerprüfstand IV der Versuchsanstalt im Luftschraubekanal mit kleiner Düse (1,0 m Durchmesser) vorgenommen²⁾.

Es wurden Windgeschwindigkeiten bis zu $67 \frac{m}{s}$ erreicht. Dem entspricht bei einer Umfangsgeschwindigkeit von $192,5 \frac{m}{s}$ ein Fortschrittsgrad von etwa 0,35. Um höhere Fortschrittsgrade (bis etwa 0,5) zu erreichen, wurde die sekundliche Drehzahl von 175 auf 155 und 125 herabgesetzt. Die bei verschiedenen Drehzahlen gewonnenen Ergebnisse sind untereinander nicht ohne weiteres vergleichbar, da Änderungen der hier auftretenden kleinen Kennwerte einen merklichen Einfluß auf die Wirkungsweise der Flügelprofile ausüben.

Zur Bestimmung des Nabenwiderstandes wurde eine flügellose Nabe hergestellt und deren Widerstand bei allen vorkommenden Staudrücken gemessen. Ein Unterschied zwischen stillstehender und rotierender Nabe konnte nicht festgestellt werden.

Die Versuchsreihe wurde begonnen mit den Kraftmessungen beim Verstellwinkel $\delta = 0$ (3 Versuchstage) und fortgesetzt mit Druckmessungen bei gleicher Stellung der Schraubenflügel (10 Versuchstage). Nach diesen 13 Versuchstagen war infolge der hohen Umfangsgeschwindigkeit die Vorderkante durch Flugstaub im Windkanal so stark aufgeraut, daß sich, wie eine Kontrollmessung ergab, bei kleinem γ die Luftkräfte merklich verändert hatten. Das Modell wurde daraufhin vorsichtig nachbearbeitet und neu lackiert und der Windkanal wurde gereinigt. Die Nachmessung ergab danach zwar geringere, aber immer noch meßbare Abweichungen von den ursprünglichen Werten. Diese Nachmessung ist die Bezugsmessung für die daran anschließende Meßreihe mit Flügelverstellungen.

Es enthält Zahlentafel V die Ergebnisse der ersten Meßreihe mit $\delta = 0$ (hierzu Abb. 4), Zahlentafel VI die Bezugsmessung ($\delta = 0$) mit dem wiederhergestellten Modellpropeller sowie die Messungen mit Flügelverstellung (hierzu

Tafel V Ausgangsflüschraube $\delta = 0$.

λ	100 k_s	100 k_d	η	n
0	3,154	0,579	0	175
0,023	3,212	0,571	0,129	„
0,032	3,225	0,558	0,186	„
0,038	—	0,551	—	„
0,050	—	0,542	—	„
0,059	3,118	0,536	0,343	„
0,076	—	0,529	—	„
0,101	2,855	0,524	0,551	„
0,156	2,255	0,483	0,728	„
0,179	—	0,447	—	„
0,208	—	0,3805	—	„
0,211	1,491	—	—	„
0,229	—	0,319	—	„
0,232	1,141	—	—	„
0,249	0,825	0,2532	0,811	„
0,250	—	0,2565	—	„
0,261	—	0,2134	—	„
0,263	0,624	0,2074	0,791	„
0,272	0,456	0,1682	0,737	„
0,287	—	0,1065	—	„
0,288	0,188	—	—	„
0,297	—	0,0608	—	„
0,302	—0,057	—	—	„
0,304	—	0,0259	—	„
0,308	—0,163	0,0068	—	„
0,313	—0,2355	—0,0165	—	„
0,316	—0,295	—0,0328	—	„
0,327	—0,471	—0,0801	—	„
0,328	—0,541	—	—	„
0,329	—0,590	—0,0885	—	„
0,335	—0,696	—0,102	—	„
0,340	—0,767	—0,1215	—	„
0,347	—0,892	—0,1282	—	„
0,363	—1,286	—0,1845	—	150
0,386	—2,012	—0,2678	—	125

Tafel VI $n = 175$.

	λ	100 k_s	100 k_d	η
$\delta = 0$	0,151	2,267	0,495	0,692
	0,226	1,212	0,337	0,813
	0,269	0,545	0,1962	0,748
	0,2795	0,3625	0,1522	0,664
	0,292	0,131	0,0894	0,428
	0,298	0,0195	0,0584	0,100
	0,301	—0,0362	0,0478	—
	0,3085	—0,166	0,0119	—
	0,3195	—0,384	—0,0467	—
	$\delta = 0,1$	0	3,39	0,884
0,0236		3,55	0,945	0,089
0,0584		3,46	0,899	0,225
0,1215		3,255	0,800	0,494
0,1796		2,84	0,745	0,684
0,235		2,18	0,649	0,790
0,283		1,498	0,503	0,843
0,3135		1,012	0,3836	0,827
0,345		0,540	0,2412	0,773
$\delta = 0,2$		0	3,44	1,215
	0,0254	3,79	1,392	0,069
	0,0775	3,78	1,341	0,218
	0,0963	3,68	1,305	0,271
	0,162	3,41	1,186	0,466
	0,221	3,17	1,091	0,642
	0,266	2,90	1,029	0,749
	0,297	2,56	0,949	0,801
	0,3225	2,21	0,864	0,825
	0,3465	1,918	0,784	0,849

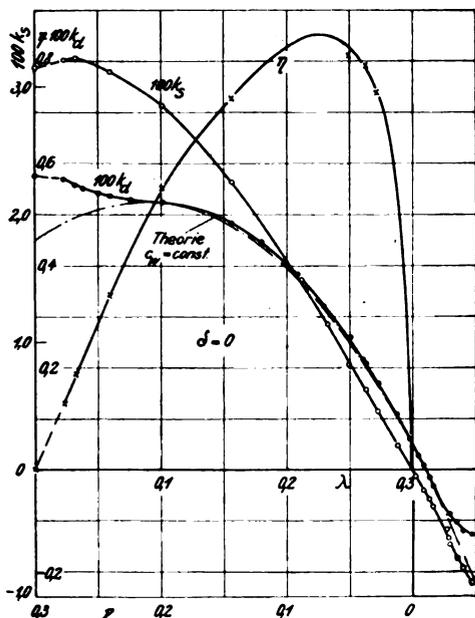


Abb. 4. Kraftbeiwerte und Wirkungsgrad für Verstellwinkel $\delta = 0$.

²⁾ Die Durchführung der Versuche lag in Händen von Herrn L. Lochmann.

Abb. 5a bis c) und Zahlentafel VII die Ergänzungsmessungen mit herabgesetzten Drehzahlen.

Bei stillstehendem Windkanalgebläse erzeugt der Modellpropeller selbst eine erhebliche Windgeschwindigkeit im Kanal, so daß der Fortschrittsgrad $\lambda = 0$ nur durch Abdecken der Düse erreicht werden konnte.

Tafel VI a (Erweiterung der Zahlentafel VI).

	λ	100 k_s	100 k_d	η
$\delta = -0,05$	0,022	3,02	0,444	0,150
	0,048	2,865	0,435	0,316
	0,103	2,37	0,412	0,592
	0,145	1,795	0,368	0,707
	0,158	1,62	0,349	0,731
	0,212	0,81	0,217	0,791
	0,240	0,316	0,126	0,602
	0,266	-0,161	0,0145	—
	0,284	-0,494	-0,0593	—
	0,296	-0,737	-0,0954	—
	0,334	-1,55	-0,0862	—
	$\delta = -0,1$	0	2,665	0,317
0,019		2,64	0,325	0,156
0,060		2,29	0,320	0,430
0,092		1,936	0,302	0,588
0,130		1,413	0,259	0,709
0,158		1,000	0,213	0,742
0,185		0,554	0,148	0,692
0,212		0,092	0,068	0,254
0,222		-0,093	0,031	—
0,239		-0,407	-0,025	—
0,248		-0,599	-0,058	—
0,259		-0,801	-0,088	—
0,265		-0,942	-0,105	—
0,282		-1,27	-0,108	—
0,302	-1,636	-0,112	—	
$\delta = -0,15$	0	2,25	0,237	0
	0,019	2,205	0,246	0,170
	0,050	1,92	0,2425	0,396
	0,102	1,285	0,206	0,636
	0,130	0,893	0,1715	0,677
	0,157	0,46	0,1195	0,604
	0,184	-0,004	0,0523	-0,014
	0,210	-0,505	-0,0218	—
	0,237	-1,0	-0,0888	—
	0,264	-1,509	-0,0967	—
	0,286	-1,920	-0,0962	—
	0,310	-2,35	-0,0962	—
	0,331	-2,62	-0,098	—
	$\delta = -0,2$	0	1,82	0,1788
0,016		1,775	0,190	0,150
0,045		1,56	0,186	0,378
0,075		1,16	0,172	0,506
0,103		0,788	0,143	0,570
0,131		0,370	0,102	0,475
0,159		-0,091	0,0482	—
0,186		-0,577	-0,0081	—
0,213		-1,053	-0,0615	—
0,240		-1,55	-0,0909	—
0,267		-2,065	-0,1645	—
0,288		-2,40	-0,1788	—
0,314		-2,90	-0,1820	—
0,333		-3,13	-0,1840	—

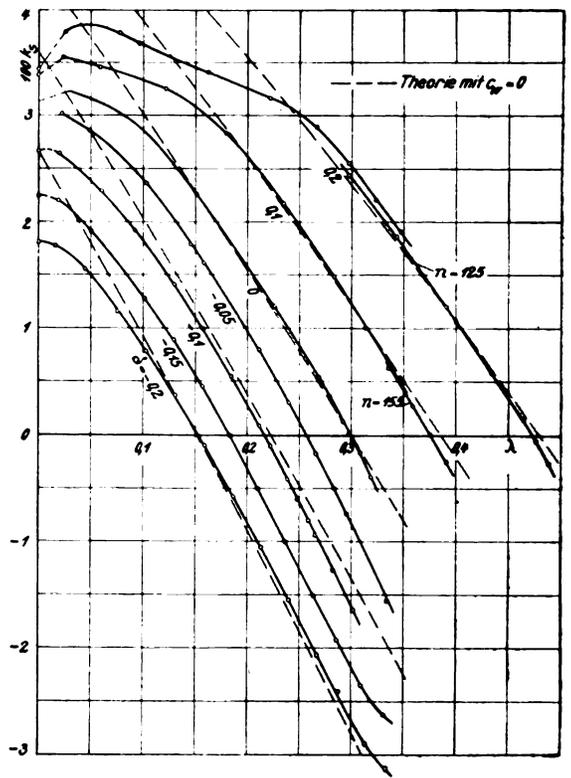


Abb. 5 a. Schubziffer k_s abhängig vom Verstellwinkel δ und Fortschrittsgrad λ .

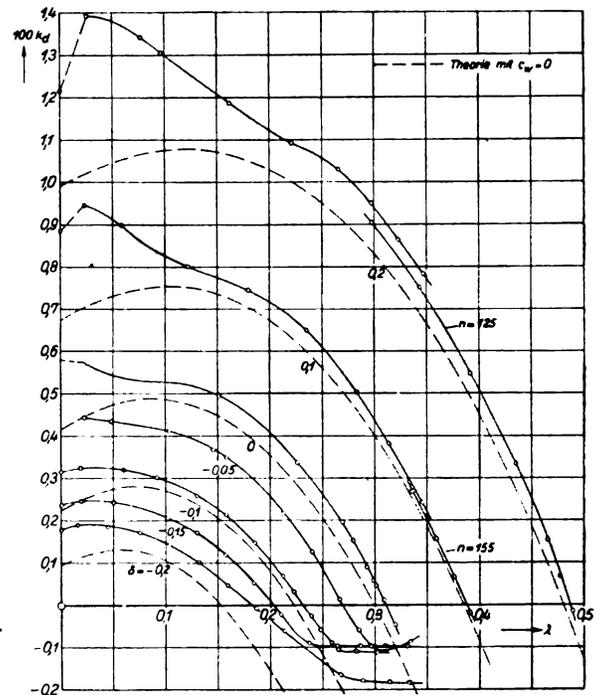


Abb. 5 b. Leistungsziffer k_d abhängig vom Verstellwinkel δ und Fortschrittsgrad λ .

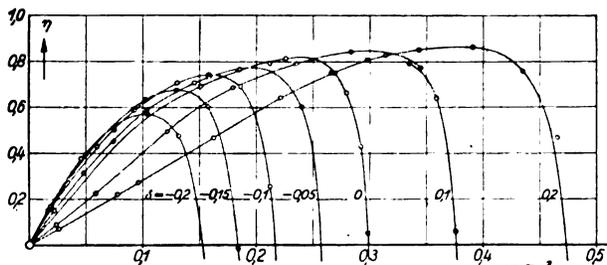


Abb. 5 c. Wirkungsgrad η abhängig vom Verstellwinkel δ und Fortschrittsgrad λ .

V. Diskussion des Ergebnisses.

Nach der Theorie verhält sich k_{sw} zu k_{dw} wie $-\lambda_0 K_{10}$ zu K_{30} , wenn $\mathfrak{R} = 0$, $\delta = 0$, $\gamma = 0$. Nach den Versuchen trifft dies Verhältnis zu für $\lambda = 0,301$ statt für $\lambda = \lambda_0 = 0,300$. Die Abweichung bleibt innerhalb der Streuung der

Meßwerte. Zu $\lambda = 0,301$ gehört nach den Versuchen $k_d = k_{dw} = 0,00042$. Folglich ist nach unserer Formel mit $c_w = \text{konst}$

$$k_{dw} = 0,00042 - 0,00030 \gamma \text{ für } \delta = 0.$$

In Abb. 4 ist das mit diesem Reibungsglied theoretisch berechnete Drehmoment mit eingezeichnet. Die Übereinstimmung mit dem Experiment ist hier recht befriedigend mit Ausnahme des Bereiches negativer γ , wo bei negativen Auftriebszahlen die Strömung an den Schraubenflügeln abreißt

Tafel VII.

λ	$100 k_s$	$100 k_d$	η	n	
$\delta = 0,1$	0,335	0,635	0,2682	0,793	155
	0,359	0,282	0,1576	0,642	"
	0,376	0,0102	0,0666	0,058	"
	0,391	-0,245	-0,0172	—	"
$\delta = 0,2$	0,2975	2,45	0,905	0,805	125
	0,343	1,862	0,751	0,851	"
	0,391	1,209	0,548	0,863	"
	0,435	0,584	0,335	0,758	"
	0,465	0,1557	0,154	0,470	"
	0,477	-0,055	0,068	—	"
	0,489	-0,263	-0,014	—	"

und die Profilwiderstandszahl stark zunimmt, sowie des Bereiches kleiner λ , wo die Strömung bei großen Auftriebszahlen ebenfalls abreißt.

In Abb. 5a und b sind neben den Meßwerten die theoretischen Werte von k_s und k_d für Reibungslosigkeit ($c_w = 0$) eingetragen. Für $\delta = 0$ sind in der Umgebung von $\lambda = \lambda_0 = 0,3$ die Voraussetzungen der Betz-Goldsteinschen Theorie vollkommen erfüllt. Trotzdem ergibt der Versuch um etwa 7% höhere Werte für die Neigung $\frac{\partial k_s}{\partial \gamma}$ der Schubkurve bei $\gamma = 0, \delta = 0$ als die Rechnung (0,171 statt 0,1596). Im Gegensatz hierzu kommt die Ableitung $\frac{\partial k_s}{\partial \delta}$ bei $\delta = 0$ innerhalb der Meßgenauigkeit fast genau so heraus wie von der Theorie vorhergesagt (0,1287). Die Krümmung der Schubkurven wird von der Theorie nicht vollkommen erfaßt. Dies konnte jedoch vorhergesehen werden, da sich die Theorie eigentlich auf Effekte der 1. Ordnung beschränkt und nur durch Hinzunahme nicht genügend gesicherter Hypothesen (Senkrechtstehen der Störungsgeschwindigkeit am Schraubenflügel auf der Relativgeschwindigkeit dortselbst) auf die Glieder 2. Ordnung ausgedehnt werden konnte. Die Abhängigkeit der Schubkurven vom Verstellwinkel hinsichtlich Lage und Neigung ist im allgemeinen richtig wiedergegeben. Ähnliches gilt von der Leistungsaufnahme. —

Läßt auch das Ergebnis vom rein theoretischen Standpunkt noch einiges zu wünschen übrig, so kann doch die praktische Verwendbarkeit unserer Formeln für einen größeren Bereich von Fortschrittsgraden und Verstellwinkeln um $\gamma = 0, \delta = 0$ herum als erwiesen gelten.

Der Vergleich mit den theoretisch berechneten Kurven gibt einen recht guten Anhalt um zu beurteilen, wann das Abreißen der Strömung an den Schraubenflügeln beginnt. Es ist dies offenbar der Fall, wenn $100 k_s \approx 3$. Nach einer Faustformel $\bar{c}_a = 3 k_s \frac{F_s}{F_a}$ würde dem (mit $\frac{F_a}{F_s} = 0,104$) eine mittlere Auftriebszahl $\bar{c}_a = 0,87$ entsprechen.

VI. Zusammenfassung.

Ein vom Verfasser bereits früher beschriebener neuer Propellertypus wird als natürliche Grundform für die Entwicklung systematischer Versuchsreihen angesprochen. Es werden Rechenunterlagen für die Praxis zur Vorausberechnung der Luftkräfte angegeben. Die Berechnungen für eine Verstellflüschraube werden mitgeteilt und mit den ermittelten Versuchswerten verglichen.

VII. Schrifttum.

- [1] Helmbold, Ansätze zur Berechnung von Verstellflüschrauben. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Bd. 23 (1932), S. 413.
- [2] Helmbold, Über die Goldsteinsche Lösung des Problems der Luftschraube mit endlicher Flügelzahl. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Bd. 22 (1931), S. 429.
- [3] Helmbold und Lerbs, Modellversuche zur Nachprüfung der Treibschrauben-Wirbeltheorie. Werft Red. Haf. Bd. 8 (1927), S. 347.
- [4] Lock, The Application of Goldsteins Theory to the Practical Design of Airscrews. ARC-Rep. a. Mem., London, Nr. 1377.
- [5] Prandtl-Betz, Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt, IV. Lieferung.
- [6] Madelung, Beitrag zur Theorie der Treibschraube. DVL-Jahrbuch 1928.

Versuche mit Absaugeflügeln.

Von O. Schrenk,

Aerodynamische Versuchsanstalt, Göttingen.

Immer stärker drängt die flugtechnische Entwicklung auf die Erreichung höchstgesteigerter Flugleistungen hin sowohl für normale Sport- und Verkehrsmaschinen als auch vor allem für Flugzeuge, die irgendwelchen besonderen Verwendungszwecken dienen sollen. Insbesondere die Verringerung der Kleinstgeschwindigkeit bzw. die Vergrößerung der Geschwindigkeitsspanne hat in den letzten Jahren Fortschritte gemacht, an deren Abschluß wir heute noch keineswegs gelangt sind. Auch hinsichtlich Steigfähigkeit, Gipfelhöhe und Gipfelgeschwindigkeit sind Anforderungen und Leistungen im Anwachsen begriffen.

Bei dieser Entwicklung heben sich auf aerodynamischer Seite deutlich zwei Entwicklungsreihen heraus: die eine schließt sich eng an die gebräuchlichen, bisherigen Bauformen an und hat mit Hilfe von zusätzlichen Landeklappen, Schlitzflügeln usw. schrittweise, aber stetig und sicher zur Verbesserung der Flugleistungen geführt. Es scheint indessen, als käme diese Entwicklung, so erfolgreich sie auch bisher war, in absehbarer Zeit an eine naturgegebene Begrenzung.

So gewinnt die zweite, die „revolutionäre“ Entwicklungsreihe, eine immer mehr wachsende Bedeutung und Beachtung. Die grundlegend neuen Wege, wie Windmühlenflugzeug, Hubschrauber u. a. können zwar heute mit den normalen Maschinen noch nicht in einen allseitigen Wettbewerb treten, dafür aber bringen und versprechen sie einen derartigen Fortschritt, daß die technische Weiterverfolgung allenthalben in Angriff genommen wird mit dem Ziel, durch einen größeren Einsatz an Entwicklungsarbeit auch einen Erfolg zu erzielen, der weiter reicht, als er sich innerhalb der ersten Entwicklungsreihe erhoffen läßt.

Dem Gedanken der Tragflügelabsaugung muß man im Rahmen dieser augenblicklichen Lage eine Zwischenstellung zuweisen. Es kann als ein glückliches Zusammentreffen bezeichnet werden, daß gerade heute, wo nach einer längeren Windkanalentwicklung der Gedanke der Absaugung auf eine praktische Erprobung am Flugzeug hinzielt, die Entwicklung der Flugtechnik selbst dazu zwingt, solche „Seitenwege“ praktisch zu versuchen.

Der vorliegende Bericht faßt die Untersuchungen der letzten Jahre zusammen, die — noch nicht unmittelbar für eine Konstruktion bestimmt — verschiedene Möglichkeiten zum Bau von Absaugeflugzeugen zeigen können und gleichzeitig einige grundsätzliche Klärungen in der Frage der Absaugung erbracht haben.

Gliederung.

- I. Der Inhalt und Gegenstand der Untersuchung.
- II. Die Versuchsgrößen und ihre flugtechnische Bedeutung.
- III. Anordnung und Versuchsmethoden.
- IV. Versuche und Ergebnisse mit dem dicken Tragflügelprofil.
- V. Grenzschichtabsaugung und Senkenwirkung.
- VI. Versuche mit dem Klappenprofil.
- VII. Flugtechnischer Ausblick.
- VIII. Zusammenfassung.
- IX. Zahlentafeln.

An die doppelte Wirkung der Flügelabsaugung, die an sich bekannt ist, mag hier nochmals erinnert werden: erstens ermöglicht sie die Erreichung wesentlich höherer c_a -Werte, und zweitens läßt sich der Profilwiderstand ungewöhnlich dicker Flügel so weit herabsetzen, daß er dem normaler Profile nicht mehr viel nachsteht.

In der vorausgegangenen Untersuchung¹⁾ hatten sich nach mannigfachen Schwierigkeiten älterer Versuche zum ersten Male Profildaten eines bestimmten (sehr dicken) Ab-

saugeflügels ergeben, die in sich vollständig und klar waren und darum als Grundlage für ein systematisches Weiterstreiten dienen konnten. Jedoch war der Umfang der Ergebnisse beschränkt und ihre Zuverlässigkeit konnte noch nicht in allen Punkten gewährleistet werden. Schließlich konnten die damaligen Ergebnisse auch die Strömungsverhältnisse nicht in dem für die Weiterentwicklung erforderlichen Maße klären.

I. Der Inhalt und Gegenstand der Untersuchung²⁾.

Zunächst wurden mit den verbesserten Versuchsmethoden und geänderter Modellausführung die früheren Ergebnisse des dicken Profils bestätigt und insbesondere im normalen c_a -Bereich ($c_a < 1,5$) hinsichtlich Profilwiderstandes und Absaugemenge verfeinert und ergänzt.

Von den damaligen Schlitzlagen hatte sich die am weitesten hinten gelegene am besten bewährt. So wurden zunächst verschiedene Schlitzbreiten an dieser Stelle untersucht, anschließend zwei verschieden breite weiter hinten gelegene Schlitze und schließlich noch zwei andere Einzel-schlitze.

Späterhin wurden mit diesem Modell noch einige Sonderuntersuchungen ausgeführt, so eine Kennwertmessung, ferner eine größere Untersuchung über die physikalische Natur der Absaugung; zu dieser Gruppe gehörten insbesondere einige Grenzschichtmessungen sowie Versuche mit zwei weiteren Schlitzausführungen.

Bis dahin waren bei der Tragflügelabsaugung hauptsächlich ungewöhnlich dicke Flügelprofile herangezogen worden, weil man bei ihnen besondere versuchs- und flugtechnische Vorteile sah. Trotz der offenbar recht günstigen Versuchsergebnisse erschien aber der Bau eines Absaugeversuchsflugzeuges mit einem dicken Flügel zunächst etwas gewagt, da die Maschine beim Versagen der Absaugung kaum flugfähig bleiben würde.

Die weitere Aufgabe war nun die, einen Weg zu zeigen, auf dem die Flugeigenschaften mit Absaugung in ähnlicher Weise verbessert würden, während das Flugzeug auch beim Aussetzen der Absaugung noch voll flugfähig sein sollte.

Absaugeversuche an einem ganz normalen Profil üblicher Dicke wurden zurückgestellt und statt dessen ein Flügel untersucht, dessen hinteres Ende eine nach unten auszu-schlagende Landeklappe ist, wobei in der Gegend der entstehenden Knickstelle abgesaugt wird. Zwei Gründe gaben bei der Wahl eines »Absauge-Klappenflügels« den Ausschlag:

1. wurde vermutet, daß normale Flügel ohne Klappe mit einem einfachen Absaugeschlitz nicht ohne weiteres zur Erreichung von c_a -Werten zwischen 3 und 4 geeignet seien;
2. sollten die hohen c_a -Werte mit normalen Flugzeuganstellwinkeln erreicht werden, um eine weitere fliegerische und bauliche Schwierigkeit zu vermeiden.

Der Klappenflügel wurde mit zwei verschiedenen Grundformen der Klappe bei gleicher Klappengröße untersucht. Die Ziele für diese verschiedenen Untersuchungen waren einerseits eine aerodynamisch saubere und dadurch flugtechnisch günstige Strömung, andererseits ein selbsttätiger

²⁾ Die Arbeit faßt vier vorläufige Berichte der Aerodynamischen Versuchsanstalt für die deutsche Luftfahrtindustrie auszugswise zusammen. Hinsichtlich vieler Einzelausführungen muß auf diese Berichte (im folgenden mit »Absaugebericht I bis IV« bezeichnet) hingewiesen werden. An den Versuchen war Herr Ing. B. Winkler in besonderem Maße beteiligt.

¹⁾ O. Schrenk, Versuche mit einem Absaugeflügel. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 22 (1931), S. 259.

und einwandfreier Verschluss des Absaugeschlitzes, wenn die Landeklappen in die Nullstellung zurückgeht. Es ist in der vorliegenden Untersuchung noch nicht gelungen, beide Ziele gleichzeitig ganz zu erreichen, im einen Falle konnte das eine, im anderen das andere Ziel völlig verwirklicht werden.

Anschließend wurde nach einigen Kennwertversuchen das Verhalten der Absaugeklappenflügel in Bodennähe untersucht.

II. Die Versuchsgrößen und ihre flugtechnische Bedeutung.

Das dicke Profil erfordert im Fluge eine dauernde Absaugung, das dünne mit Klappe wird nur in besonderen Flugzuständen abgesaugt. Demgemäß lauten die Fragen, die hinsichtlich des Leistungsbedarfs an die Versuche gestellt werden, etwas verschieden.

Im Falle des Klappenflügels handelt es sich darum, bei Landung, Start usw. kurzzeitig unter voller Ausnutzung des zur Verfügung stehenden Absaugeaggregates besonders günstige Werte von Landegeschwindigkeit usw. herauszuholen. Dieser Fall möge als »Absaugefall I« bezeichnet werden.

Beim dicken Flügel im Reiseflug dagegen kommt es darauf an, durch günstigen Abgleich zwischen Schraubeneleistung und Gebläseleistung den insgesamt zur Verfügung stehenden Brennstoff möglichst wirtschaftlich auszunützen (»Absaugefall II«).

Die beiden Absaugefälle lassen sich indessen nicht immer rein nach Flügelprofilen trennen. So wird beispielsweise der dicke Flügel im Landezustand im allgemeinen auch nach Absaugefall I zu behandeln sein.

Wie in beiden Fällen die maßgeblichen Leistungsgrößen lauten, ist im folgenden gezeigt, wobei Verschiedenes ausführlich dargestellt ist, was in der vorausgegangenen Veröffentlichung¹⁾ nur kurz oder unvollständig angegeben war:

a) Resultierende Druckkraft und Auftrieb: Der Auftrieb wurde nicht durch Wägung bestimmt, sondern für einen einzelnen Profilschnitt aus Druckverteilungsmessungen ermittelt. Dabei erhält man zunächst die »resultierende Druckkraft« R , die man sich in den Auftrieb A und den Druckwiderstand W_d als Seitenwerte zerlegt denken kann. Da das Verhältnis W_d/A praktisch klein ist, wird angenähert (dem Betrage, aber nicht der Richtung nach)

$$R = A \text{ und } c_r = c_a^3).$$

b) Anstellwinkel: α ist in den Ergebnissen der versuchsmäßige Winkel, α_∞ der entsprechende bei unendlicher Spannweite und unendlichem Strahl. Wegen des ganz ungewöhnlichen Verhältnisses zwischen Modellgröße und Kanalgröße ist der Unterschied zwischen α und α_∞ sehr groß. (Da er durch theoretische Überlegungen in diesem Falle nicht zu erfassen war, wurde α_∞ mit Hilfe der aus der Druckverteilung bestimmbar Richtung von R ermittelt. α_∞ steht genau senkrecht zu A , für R trifft dies zwar nicht genau, aber doch angenähert zu. Eine kleine, mit der Größe von W_d zusammenhängende Berichtigung wurde, wo es nötig schien, abgeschätzt und angebracht.)

c) Die Absaugemenge: für die Absaugemenge Q (m^3/s) ist maßgeblich die dimensionslose Mengenziffer

$$c_q = \frac{Q}{v F}.$$

v ist die Geschwindigkeit, F die Flügelfläche, $c_q t$ kann man anschaulich als »Zustromdicke« der im Flügel verschwindenden Luft bezeichnen.

¹⁾ Es mag erwähnt werden, daß für sehr hohe c_a -Werte (3 und mehr) bei üblichen Seitenverhältnissen auch der c_a -Wert eine Berichtigung, und zwar eine Abminderung von merklicher Größe erhält, die mit dem normalen induzierten Widerstand zusammenhängt. Ist mit $c_{a\infty}$ für den Augenblick der Wert bei unendlicher Spannweite gemeint, so ist $c_a = c_{a\infty} \cdot \cos \alpha_i$, worin α_i in bekannter Weise der induzierte Anstellwinkel ist. Für normale Flügel ist $\cos \alpha_i \approx 1$.

d) Der Absaugedruck: es ist

$$c_p = \frac{p}{\frac{\rho}{2} v^2}.$$

Diese Festsetzung bedeutet eine Vorzeichenumkehrung gegenüber der früher getroffenen, nach der p der Absaugedruck war. c_p wird nunmehr meist negativ sein. (Aus der früheren Festsetzung hatten sich in besonderen Fällen gewisse Sinnwidrigkeiten ergeben.)

e) Die geschwindigkeitsunabhängigen Kenngrößen der Absaugung. Die Angaben über Menge und Druck des Absaugegebläses werden flugtechnisch sinnfälliger, wenn man sie nicht mit der Wind- bzw. Fluggeschwindigkeit dimensionslos macht, sondern statt dessen Flugzeuggrößen (Fluggewicht G und Flügelfläche F) verwendet. Es ergibt sich so

$$\frac{c_q}{c_a^{1/2}} = \frac{Q}{\sqrt{\frac{2}{\rho} G F}}$$

und

$$\frac{c_p}{c_a} = \frac{p}{G/F}.$$

Diese beiden Kenngrößen sind unmittelbar verhältig zu den Absaugemengen und -drücken eines bestimmten Flugzeugs im stationären Geradeflug und durch Multiplikation mit

den Flugzeugfestwerten $\sqrt{\frac{2}{\rho} G F}$ und G/F ergeben sich die Werte Q und p selbst.

f) Die reine Absaugeleistung (in den Ergebnissen nicht enthalten) ist gleich $-Q p^4$, die dimensionslose Kennziffer gleich $-c_q c_p^4$.

g) Die gesamte Gebläseleistung hängt außerdem von den Strömungswiderständen in den Luftleitungs-kanälen und vom Ausblasequerschnitt ab. Sieht man von den nach Möglichkeit klein zu haltenden Strömungswiderständen ab, so ist die

$$\text{gesamte Gebläseleistung} = -Q p + Q \frac{\rho}{2} v_b^2$$

mit einem dimensionslosen Beiwert

$$-c_q c_p + c_q \frac{v_b^2}{v^2}.$$

Die Ausblasegeschwindigkeit v_b ist mit der Größe des Ausblasequerschnitts F_b verknüpft durch $Q = v_b F_b$. F_b selbst wird unter Umständen durch bauliche Gesichtspunkte gegeben sein.

h) Der Senkenwiderstand: Einen Teilwiderstand des Profils, den »Senkenwiderstand« W_q , kann man ohne weiteres angeben. Er hat den Wert

$$W_q = \rho Q v$$

und rührt von der eingesaugten Luft her, die ihren ganzen Vorwärtimpuls nach dem Impulssatz als Widerstand auf den Flügel überträgt. Sein dimensionsloser Beiwert ist

$$c_{w_q} = \frac{W_q}{\frac{\rho}{2} v^2 F} = 2 c_q.$$

Wie und wo diese Impulsübertragung stattfindet, ob durch Druck oder Reibung, ist für die Größe von W_q unwesentlich, ist auch wohl von Fall zu Fall verschieden.

i) Der gemessene und der gesamte Profilwiderstand: Der gesamte Profilwiderstand des Flügels, der für den Augenblick mit W_∞ bezeichnet sei, besteht aus W_q und einem Rest W_∞ . Mit Hilfe einer Wägung würde W_∞ gemessen, mit der von Betz⁵⁾ erstmals angegebenen Impulsmethode dagegen erhält man genau den Restbetrag W_∞ , wie aus einer an die Originalarbeit von Betz sich an-

⁴⁾ $-Q p$ bzw. $-c_p c_q$ positiv, weil p bzw. c_p negativ ist.

⁵⁾ A. Betz, Ein Verfahren zur direkten Bestimmung des Profilwiderstandes. Z. Flugtechn. Motorluftsch. 16 (1925), S. 43.

schließenden Betrachtung hervorgeht. Für den gesamten Profilwiderstand hat man somit

$$W_{\infty}^{\prime} = \rho Q v + W_{\infty}$$

oder in dimensionslosen Ziffern

$$c_{w_{\infty}}^{\prime} = 2 c_Q + c_{w_{\infty}}$$

zu verwenden. $c_{w_{\infty}}$, als Ergebnis der Impulsmethode, ist in den Ergebnistafeln enthalten⁶⁾).

k) Die Rückstoßwirkung: Die Absaugeluft wird im Absaugefall II möglichst nach hinten ausgeblasen werden. Bei allen Flugzuständen außer der Landung hat man ein technisches Interesse an dem dadurch bedingten Rückstoß, der den Propeller entlastet.

Der dabei entstehende Vortrieb ist

$$\Delta W = -\rho Q v_b$$

oder dimensionslos

$$\Delta c_w = -2 c_Q \frac{v_b}{v}$$

Fälle, wo die Luft nicht nach hinten ausgestoßen wird, erfordern eine besondere Betrachtung.

l) Der für die Luftschraube maßgebliche Widerstandsbeiwert ist mit Rückstoß

$$c_{w_{\infty}} + 2 c_Q \left(1 - \frac{v_b}{v}\right).$$

Er kann, wie ersichtlich, je nach der Größe von v_b zu Null oder gar negativ werden. Für $v_b = v$ ist er gerade gleich $c_{w_{\infty}}$. Die Beziehung gilt nur für nach hinten ausgeblasene Absaugeluft.

m) Die maßgeblichen Leistungsgrößen im Absaugefall I (vgl. Abschn. II a. A.). Handelt es sich vorwiegend um die Verringerung der Landegeschwindigkeit, so wird man den Ausblasequerschnitt F_b möglichst groß machen und die zugehörige Ausblaseleistung nach Abs. g) ermitteln. Für den Start dagegen wird man bestrebt sein, v_b zur Ausnützung der Rückstoßwirkung etwas größer, F_b kleiner zu wählen. Eine allgemeine Diskussion der Leistungsverhältnisse für Start und Steigen ist in allgemeiner Form zwar möglich, wird aber besser am Einzelfall durchgeführt, da konstruktive Forderungen die Betrachtung in jedem Fall wieder etwas anders gestalten.

n) Die »Profilleistung«, die maßgebliche Leistungsgröße im Absaugefall II.

Sie setzt sich zusammen aus der Gebläseleistung und aus der Schraubenleistung. Die Profilleistungsziffer ergibt

sich als Summe der unter g) und l) angegebenen Einzelwerte⁶⁾; sie ist bei gegebenen Meßwerten c_Q , c_p und $c_{w_{\infty}}$ noch von v_b , d. h. von F_b abhängig. Die Rechnung zeigt, daß ihr Wert für $v_b = v$ einen Kleinstwert

$$c_{i_{\infty}} = c_{w_{\infty}} + c_Q (1 - c_p)$$

besitzt.

Die Messungen ergeben hinsichtlich $c_{i_{\infty}}$ folgendes⁷⁾: wachsendes c_Q bedingt bei festgehaltenem c_a eine Abnahme von $c_{w_{\infty}}$ und eine Zunahme von $c_Q (1 - c_p)$. Für ein ganz bestimmtes c_Q (somit auch c_p , $c_{w_{\infty}}$) nimmt dabei die Summe aus beiden, $c_{i_{\infty}}$, einen kleinsten Wert unter allen Messungen bei gleichem c_a an.

Dieser Kleinstwert $c_{i_{\infty}}$ ist also durch zwei ganz verschiedenen geartete Kleinstwertbildungen gewonnen (Bestwert hinsichtlich Absaugemenge und Bestwert hinsichtlich Ausblasequerschnitt) und gibt die geringste Profilleistung an, mit der sich das betreffende c_a erreichen läßt. Die Schar dieser Punkte für verschiedene c_a -Werte bildet insgesamt die »Profilleistungspolare« (s. Abb. 5 oben) des Absaugeflügels, die im Absaugefall II dem aerodynamischen Flugzeugentwurf zugrundegelegt werden kann.

Ist beim Flugzeug die richtige Bemessung von F_b zur Erzielung des Kleinstwertes $c_{i_{\infty}}$ nicht oder wenigstens nicht für alle Flugzustände möglich, so wird für $v_b \neq v$ die Profilleistungsziffer = $c_{i_{\infty}} + c_Q \left(1 - \frac{v_b}{v}\right)^2$.

III. Anordnung und Versuchsmethoden.

Die wesentlichen Bestandteile der Versuchseinrichtung sind in Abb. 1 zu erkennen: seitliche Endscheiben am Flügel (zur Erzielung einer gleichförmigen, möglichst zweidimensionalen Auftriebsverteilung), feste Verspannung des Modells (keine Kräftermessung durch Wägung), Mengenummessung durch Düsen, Profilwiderstandsmessung mit Hilfe eines Staurohrrechens nach der von Betz angegebenen Impulsmethode, Auftriebsmessung mit Hilfe von Druckmeßbohrungen rings um das Profil im Mittelschnitt.

Für die serienmäßigen Druckverteilungs-, Absaugedruck- und Profilwiderstandsmessungen waren zwei photographische Vielfachmanometer gebaut worden.

Die Untersuchung eines jeden einzelnen Meßpunktes spielte sich in der Weise ab, daß zunächst die Absaugung, sodann der Wind in Gang gesetzt wurden. Gleichzeitig mit

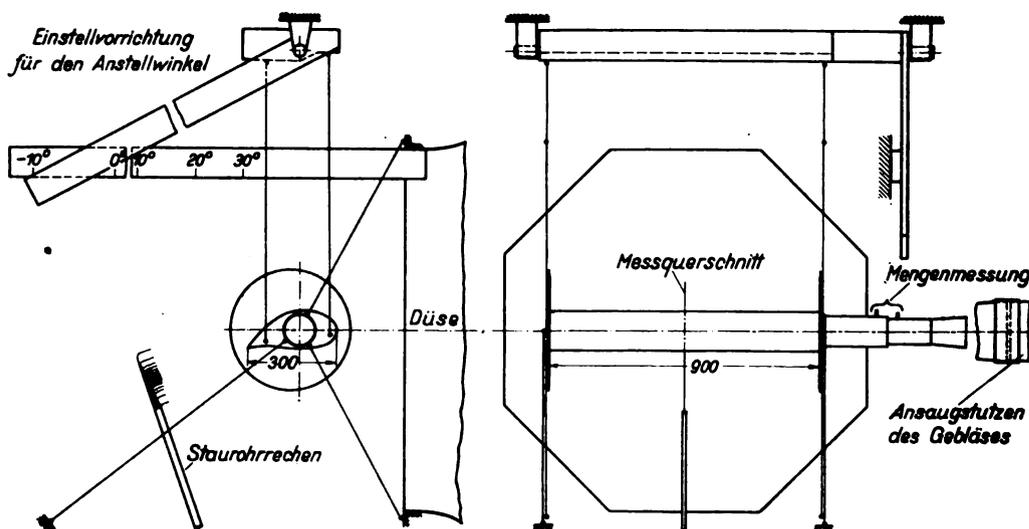


Abb. 1. Versuchsanordnung.

⁶⁾ Über die serienmäßige Auswertung der Impulsmessungen s. Absaugebericht I.

⁷⁾ Eine gewisse Welligkeit in der Auftriebsverteilung kann, wie erwähnt sei, den gewogenen Widerstand ebenfalls noch etwas erhöhen, ohne daß dies in $c_{w_{\infty}}$ in Erscheinung tritt.

⁸⁾ Allerdings unter der überschlägigen Annahme gleicher Wirkungsgrade von Schraube und Gebläse; mit kleinen Abänderungen lassen sich die Betrachtungen indessen auch auf ungleiche Wirkungsgrade übertragen, doch scheint für einen raschen Überblick die Annahme gleicher Wirkungsgrade wegen ihrer Einfachheit berechtigt.

⁹⁾ Vgl. auch Abb. 5 oben und Abschn. IV, Bemerkung zu Abb. 5.

der Durchführung der Messung (Manometeraufnahmen, Staudruck- und Mengendruckablesung) wurde dann das Strömungsverhalten beobachtet und protokolliert. Die Auswertung (Ablesung, Auftragung, Flächenbestimmung) erfolgte jeweils nach Abschluß größerer Versuchsreihen.

Eine Reihe von Kontrollen, Korrekturen und besonderen Überlegungen, die zur Sicherstellung der Ergebnisse vor der Hauptuntersuchung erforderlich waren, können hier nicht im einzelnen ausgeführt werden (vgl. z. B. Absaugebericht I, Abschnitt V).

Die Messungen wurden zum größten Teil im kleinen (1,2 m-) Kanal der Aerodynamischen Versuchsanstalt ausgeführt, und zwar bei Windgeschwindigkeiten zwischen 23 und 30 m/s, also Kennwerten zwischen 7000 und 9000 oder Reynoldsschen Zahlen zwischen $5 \cdot 10^5$ und $6,3 \cdot 10^5$.

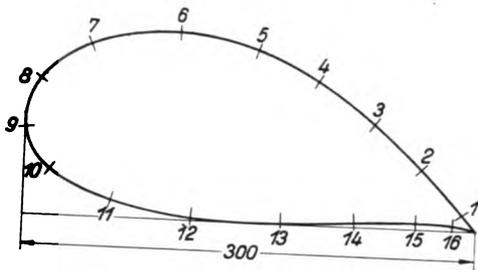
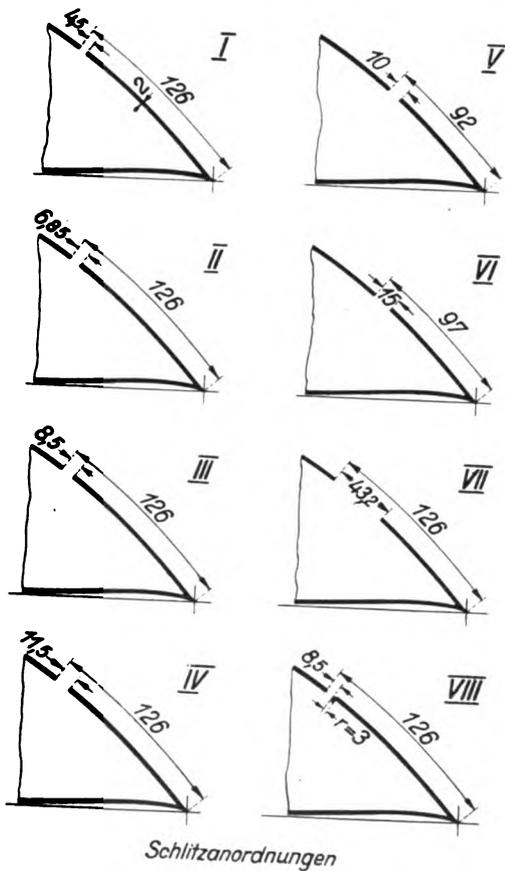


Abb. 2. Dickes Profil mit Lage der Druckmeßbohrungen.



Schlitzanordnungen

Abb. 3. Schlitzanordnungen I bis VIII des dicken Profils.

IV. Versuche und Ergebnisse mit dem dicken Tragflügelprofil.

Abb. 2 zeigt das dicke Profil mit den Druckmeßbohrungen, Abb. 3 die acht verschiedenen Schlitzausbildungen. Die Schlitz I bis IV entsprachen der Lage nach, Schlitz I auch der Breite nach dem Schlitz III der früheren Veröffentlichung¹⁾. Schlitz VIII besitzt bei gleicher Breite wie Schlitz III eine abgerundete Hinterkante.

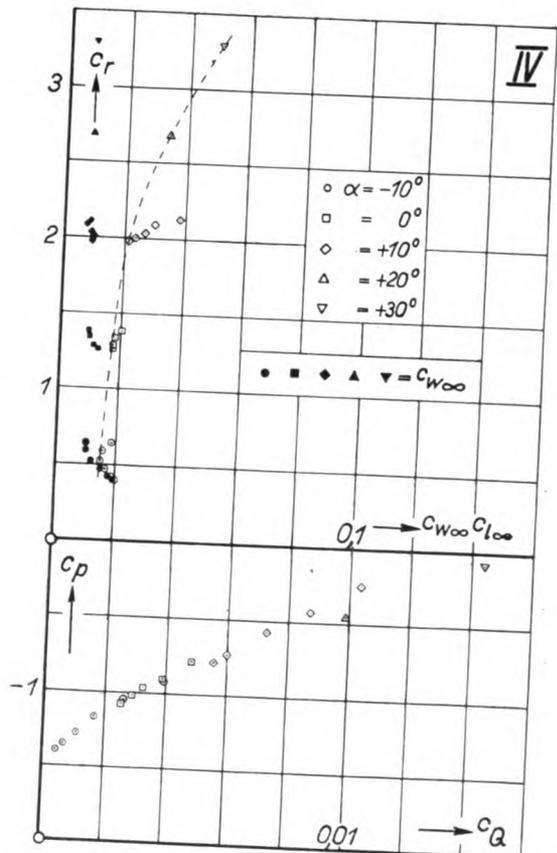
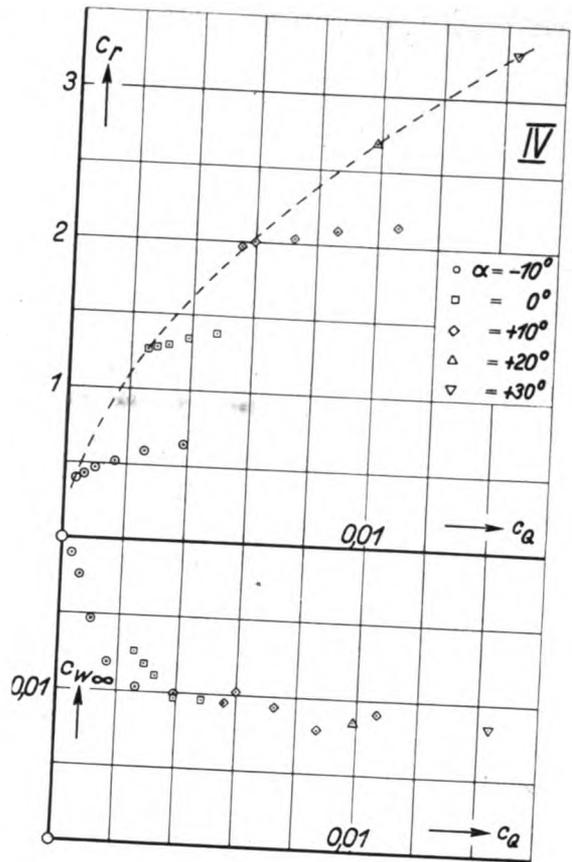


Abb. 4 bis 5. Ergebnisse mit dem Schlitz IV des dicken Profils. (Absaugemenge, Profilwiderstand, Profileistung, Absaugedruck, Auftrieb). c_r ist ungefähr gleich c_a , α ist der Anstellwinkel im Windkanal (vgl. auch Abb. 10).

Die Zahlentafeln 1 bis 8 enthalten auszugsweise die mit diesen Schlitzen gewonnenen Ergebnisse. Die vollständigen Tafeln, wie übrigens auch sämtliche Schaubilder, befinden sich im Absaugebericht I. Weggelassen sind die aus den übrigen Angaben berechenbaren Werte von $c_{t\infty}$, $\frac{c_Q}{c_a^{1/2}}$, $\frac{c_p}{c_a}$, ferner solche Wiederholungen, die Übereinstimmung ergeben haben.

Um einen Fall vollständig in Schaubildern zu zeigen, sind die Ergebnisse von Schlitz IV in den Abb. 4 und 5 wiedergegeben. Abb. 4 oben zeigt als Einhüllende der einzelnen Meßreihen die Kurve der für ein bestimmtes c_a erforderlichen Mindestmengen.

Abb. 4 unten zeigt (bei anderen Schlitzen tritt dies noch deutlicher hervor), daß mit einer gewissen Streuung der Widerstand im wesentlichen nur von c_Q abhängig ist.

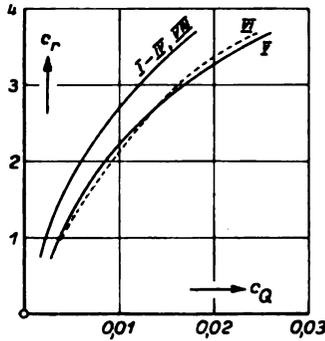


Abb. 6. Auftrieb und Absaugemenge für verschiedene Schlitze.

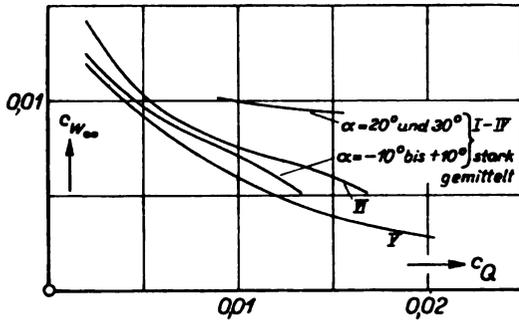


Abb. 7. Profilwiderstand und Absaugemenge für verschiedene Schlitze.

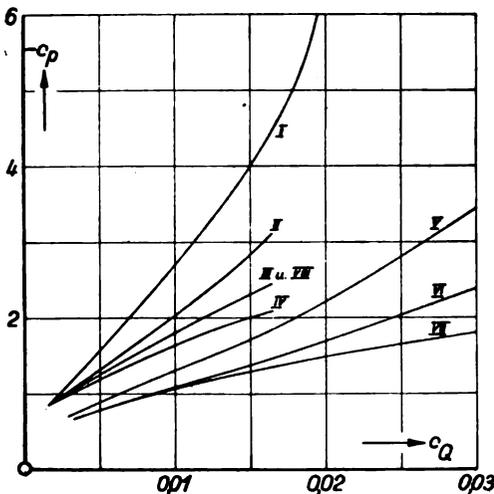


Abb. 8. Absaugedruck und Absaugemenge für verschiedene Schlitze.

Auch die Auftragungen von c_p über c_Q für dieses dicke Profil ergeben wieder eine ziemlich einheitliche »Straße«. Besonders deutlich ist sie bei den Schlitzen I bis IV und VIII (vordere Schlitzlage), weniger ausgeprägt auch bei der hinteren Schlitzlage (V und VI) vorhanden¹⁰⁾.

In Abb. 5 oben erkennt man entsprechend den Ausführungen des Abschn. II, n) wie sich bei jedem α ein Kleinstwert von $c_{t\infty}$ ergibt und wie die »Profileistungspolare« als Einhüllende zustandekommt.

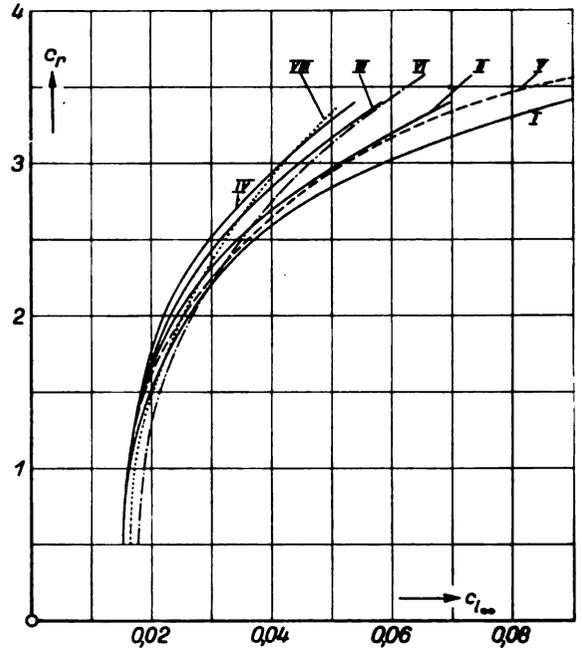


Abb. 9. Auftrieb und Profileistung für verschiedene Schlitze.

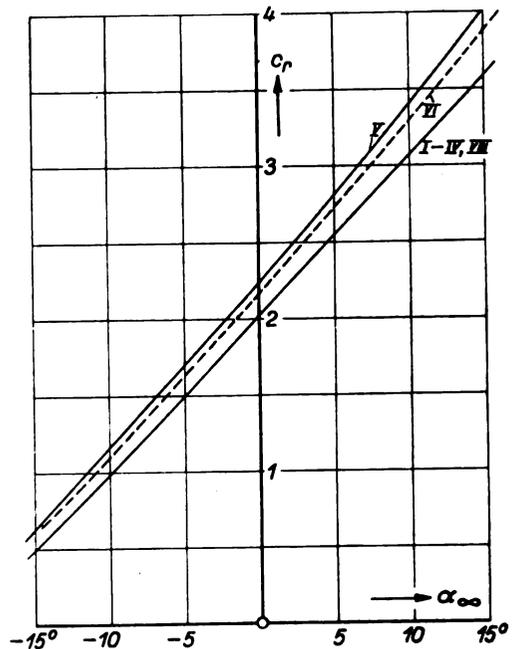


Abb. 10. Auftrieb und Anstellwinkel beim unendlich langen Flügel für verschiedene Schlitze.

¹⁰⁾ Ein Blick auf die Druckverteilungskurven um das Profil (Abb. 12 und 13) läßt auch den Grund für dieses Verhalten erkennen: der Absaugeschlitz befindet sich ungefähr da, wo sich alle Druckverteilungskurven überschneiden; unabhängig von c_a herrscht also dort ungefähr immer der gleiche Druck. Bei gleicher Absaugemenge ist andererseits auch der Drucksprung zwischen Schlitz außen und Absaugekammer ungefähr der gleiche, folglich werden auch die Innendrucke ungefähr übereinstimmen.

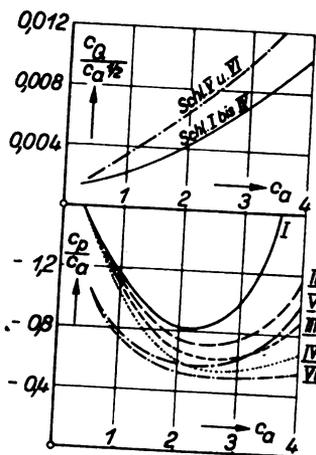


Abb. 11. Auftrieb und geschwindigkeitsunabhängige Kenngrößen der Absaugung für verschiedene Schlitz.

In den Schaubildern 6 bis 11, die den Vergleich zwischen den einzelnen Anordnungen geben, sind absichtlich alle kleinen Unterschiede vernachlässigt, um die wesentlichen Einflüsse deutlicher hervortreten zu lassen. Schlitz III und VIII fallen in den Ergebnissen — vom Widerstand abgesehen (s. u.) — vollständig zusammen.

Die Folgerungen, die der Vergleich der verschiedenen Ergebnisse zuläßt, sind folgende:

a) Die Schlitzbreite äußert sich bei übereinstimmender Schlitzlage nicht im erforderlichen Mengenbedarf oder im Strömungszustand. Das gilt zum mindesten, solange sich die Schlitzbreite in einer gewissen Grenze hält, die bei Schlitz VII bereits überschritten ist; auch Schlitz VI scheint für kleinere Absaugemengen schon etwas zu breit zu sein. Der Absaugeunterdruck und somit auch die Absauge- und Profilleistung dagegen hängen, wie zu erwarten ist, von der Schlitzbreite ab.

b) Die Ausführung der Schlitzkanten, ob rund oder scharfkantig, scheint nicht von entscheidender Bedeutung

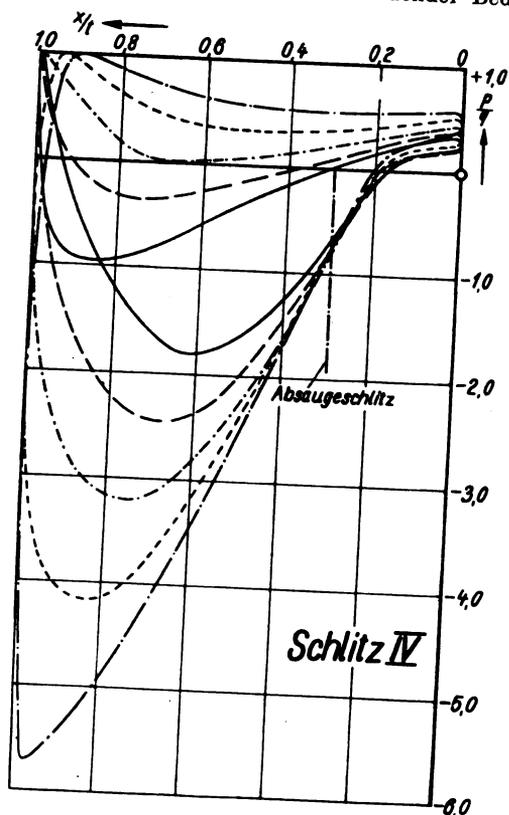


Abb. 12. Druckverteilung um das dicke Profil bei verschiedenen Anstellwinkeln, Schlitz IV.

zu sein. Eine Abrundung der hinteren Schlitzkante macht sich gar nicht bemerkbar, eine solche der anderen Kante ist nach früheren Ausführungen¹¹⁾ einer gewissen Schlitzverbreiterung gleichzusetzen.

c) Die Schlitzlage ist auf die Ergebnisse von recht erheblichem Einfluß:

α) Die erforderlichen Absaugemengen sind bei der hinteren Schlitzlage (V und VI) um rund 40% größer als bei der vorderen. Die Ursache dafür liegt in der längeren Laufstrecke bis zum Schlitz (s. auch V).

β) Die erforderlichen Absaugeunterdrücke sind für die hintere Schlitzlage, weil die Saugdrücke am Profil hier kleiner sind, kleiner (vgl. auch Abb. 12 und 13).

γ) Die Profilleistungspolare liegt bei gleicher Schlitzbreite für die vordere Schlitzlage im allgemeinen günstiger.

δ) Die Strömungsform in der Gegend zwischen Schlitz und Hinterkante ist in beiden Fällen etwas verschieden. Das erkennt man an der Größe des für bestimmtes c_a erforderlichen α_∞ , ferner an Fadenbeobachtungen und an dem Verlauf der Druckverteilungskurven (Abb. 12 u. 13).

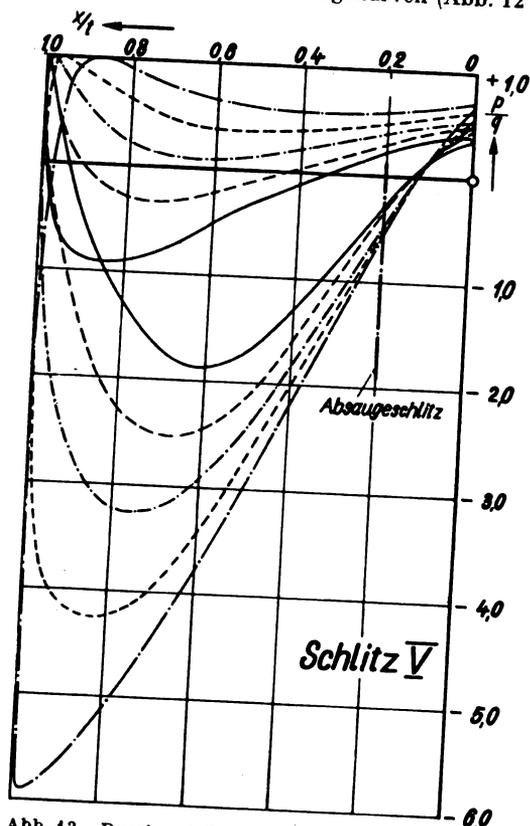


Abb. 13. Druckverteilung um das dicke Profil bei verschiedenen Anstellwinkeln, Schlitz V.

Diese lassen deutlich erkennen, daß die vordere Schlitzlage rein aerodynamisch gesehen etwas zu weit vorn liegt, denn dahinter hört der Druckanstieg schon vor der Hinterkante auf. Dieses Abflachen des Druckverlaufs ist bekanntlich kennzeichnend für die Nähe der Strömungsablösung. Hierin liegt auch der Grund, weshalb mit der vorderen Schlitzlage bei gleichem Anstellwinkel geringere Auftriebe erreicht werden.

d) Bemerkenswert und für alle Schlitzze gemeinsam ist die starke Verringerung von $c_{w\infty}$ im Vergleich mit dem nicht abgesaugten Profil gleicher Form. Da dessen $c_{w\infty}$ rund = 0,05 ist, so wird schon für kleine c_a -Werte mit Hilfe der Absaugung immerhin eine Verringerung auf $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{4}$ des Ausgangswertes erreicht. Auch wenn man $c_{l\infty}$ anstatt $c_{w\infty}$ vergleicht, so bleibt für kleines c_a und c_q die Verringerung immer noch unter $\frac{1}{3}$.

Die erhebliche Streuung der $c_{w\infty}$ -Werte hängt, abgesehen von gewissen Mängeln der serienmäßigen Meßmethode,

¹¹⁾ S. Fußnote 1.

zweifelloso damit zusammen, daß der Widerstand nicht wie sonst als Mittel über die ganze Spannweite, sondern als Wert in einem ganz bestimmten Profilschnitt bestimmt ist, wobei sich örtliche Unterschiede nicht ausgleichen können. Aus einigen Ergebnissen von Nachmessungen geht überdies hervor, daß die während der Versuche und Abänderungen des Modells kaum vermeidbaren, geringfügigen Verschlechterungen der Modellglätte das Ergebnis etwas beeinflussen; daraus folgt, daß bei Absaugeflügeln auf sauberste Herstellung und Pflege der Flügelhaut Wert zu legen ist.

Ein im großen (2,2 m-) Kanal ausgeführter Sonderversuch betraf die für das Heranholen einer einmal abgerissenen Strömung erforderlichen »Ansaugemengen«. Dieser Versuch war im kleinen Kanal nicht möglich, weil der Strahl durch die Modellgröße ungewöhnlich stark abgelenkt wurde. Bei $c_a \approx 2$ ergab dieser Versuch eine Ansaugemenge von ungefähr 125%, bei $c_a \approx 3$ eine solche von etwa 130% der Mindestmenge.

Ebenfalls im 2,2-m-Kanal wurde eine Kennwertreihe mit Schlitz I durchgeführt. Dabei wurden für einen bestimmten Anstellwinkel (entsprechend $c_a = 2,3$) die erforderlichen Mindestmengen und -drücke festgestellt. Beide nahmen zwischen Reynoldsschen Zahlen $2,5 \cdot 10^5$ und $9 \cdot 10^5$ dauernd etwas ab. In geringerem Maße machten auch die zugehörigen c_a -Werte diesen Gang mit. Insgesamt scheinen die Verhältnisse mit wachsender Reynoldsscher Zahl bis 10^6 offenbar etwas günstiger, jedenfalls nicht schlechter zu werden.

V. Grenzschichtabsaugung und Senkenwirkung¹²⁾.

Gewisse Erfahrungen im Verlaufe der Forschungsarbeit haben erneut die Aufmerksamkeit auf die der Absaugewirkung zugrundeliegenden physikalischen Vorgänge gelenkt. Deren Aufklärung schien mit Rücksicht auf die Weiterentwicklung notwendig. Vor allem die Tatsache, daß entgegen der früheren Erwartung Schlitz I, die so nahe der Hinterkante liegen wie V und VI, noch wirksam sind, schien nach der alten Auffassung von der Grenzschichtabsaugung nicht recht erklärlich.

Die Theorie der Absaugung war anfangs einfach die: Die stark verzögerten Teile der Grenzschicht in einem Druckanstiegsgebiet werden, bevor sie die Ablösung der Gesamtströmung verursachen, durch Absaugen entfernt, worauf sich eine neue Grenzschicht bildet, die wiederum einen bestimmten Druckanstieg überwinden kann.

Nun erhob sich aber die Frage, ob nicht der »Senkeneinfluß«, d. h. die durch die Absaugung selbst bewirkte Änderung der statischen Drücke an der Oberfläche, wesentlich am Zustandekommen der erzielten Strömungsformen beteiligt ist¹³⁾.

Der Senkeneinfluß besteht aus einer Abflachung der Druckanstiege vor und hinter dem Schlitz, die in nächster Nähe des Schlitzes sogar in Druckgefälle übergehen (siehe Abb. 14, wo die wirkliche Strömung mit Senkeneinfluß durch Kreise, die rückwärts berechnete Hauptströmung ohne Senke durch Kreuze gezeichnet ist). Er kommt zustande durch die Überlagerung der strahlenförmig zum Schlitz hin gerichteten Absaugeströmung über die ungefähr parallel der Oberfläche verlaufende Hauptströmung. Nach Bernoulli ist der Druckunterschied zwischen beiden an jeder Stelle angenähert

$$\Delta p = \pm \rho v_a w,$$

worin v_a die vom Senkeneinfluß freie Außenströmung und w die gegenüber v_a kleine Geschwindigkeit der Senkenströmung ist.

Es ist klar, daß diese Veränderung des Druckfeldes der Grenzschicht vor und hinter der Absaugestelle für ihre

¹²⁾ Vgl. auch O. Schrenk, Z. angew. Math. Mech. Bd. 13 (1933), S. 180.

¹³⁾ Dieses Problem ist erstmals eingehender erörtert in einem noch im Druck befindlichen Beitrag von Prof. Prandtl zu einer Gesamtdarstellung der flugtechnischen Aerodynamik und gleichzeitig und unabhängig davon im Absaugebericht I des Verf. Ähnliche Fragen, allerdings ohne die richtige Berücksichtigung der Grenzschicht, sind auch schon anderweitig ausgesprochen worden.

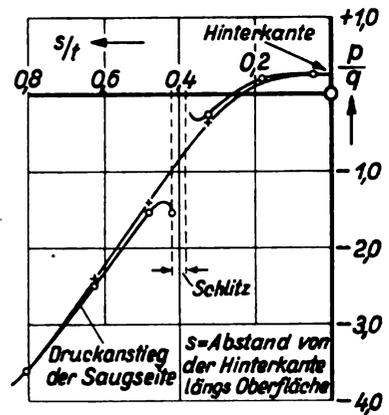


Abb. 14. Einfluß der Senke auf die Druckverteilung.

Entwicklung einen günstigeren Weg bereiten muß, der nicht so rasch zur Ablösung führt. Die erforderliche Absaugemenge steht dabei (im Gegensatz zur älteren Auffassung) in keinem bestimmten Verhältnis zur Grenzschichtmenge, die Absaugemenge muß vielmehr so groß gemacht werden, daß die beiden Druckanstiege (praktisch ist wohl häufig der vor dem Schlitz maßgeblich) gerade noch für die Entwicklung der Grenzschicht ertragbar sind. Ein wesentlicher Unterschied zwischen beiden Absaugetheorien ist der, daß die eigentliche Grenzschichtabsaugung nur nach hinten, also stromabwärts, wirkt, während die Senkenwirkung nach hinten und nach vorne greift.

In Wirklichkeit werden die beiden Erscheinungen im allgemeinen verkoppelt auftreten, die Auffassungen sind aber auch insofern beide berechtigt, als man für beide »eindeutige« Beispiele angeben kann; so für die eigentliche Grenzschichtabsaugung einen Körper, dessen Oberfläche ganz aus einem sehr feinmaschigen Sieb oder einer porösen Masse besteht, und für die Senkenwirkung den Flügel mit Absaugung an der Hinterkante. Die Aufgabe der Untersuchungen dieses Abschnittes konnte also nur eine praktische sein, nämlich zu zeigen, welcher Effekt in den vorgekommenen und ähnlichen Fällen wichtiger und welche der beiden Auffassungen sozusagen als Gebrauchstheorie geeigneter ist.

Die bisherige Untersuchung hatte ergeben: Schlitz wesentlich weiter vorne als Schlitz I sind ungeeignet, weil dann die Strömung noch vor der Flügelhinterkante abreißt; dagegen war zu erkennen, daß selbst Schlitz weiter hinten als V bei einer gewissen Vergrößerung der Absaugemenge eine aerodynamisch gesunde Strömung liefern würden. Warum die wirksamsten Schlitz hinter der halben Flügeltiefe liegen, ist zwar auch aus Überlegungen zu erklären, die nicht unmittelbar mit der Frage nach der Natur der Absaugung zusammenhängen¹⁴⁾, völlig begreiflich wird aber der wirkliche Sachverhalt durch solche Betrachtungsweise nicht.

Eine lückenlose Erklärung ergibt sich dagegen, wenn man die »Senkenwirkung nach vorn« hinzunimmt. Einige weitere Untersuchungen haben gezeigt, daß die Senkenwirkung am Absaugvorgang tatsächlich weitgehend beteiligt ist.

Ist die Theorie der Senkenwirkung richtig, so muß, wie schon erwähnt, eine Absaugung von der Flügelhinterkante aus möglich sein. Schlitz X (Abb. 15) entspricht praktisch genau diesem Grenzfall. Wie zu erwarten war, ließ sich mit einer genügend großen Absaugemenge die Strömung anliegend erhalten. Die erforderliche Menge ist rund dreimal so groß wie für Schlitz I und rund zweimal so groß wie für Schlitz V.

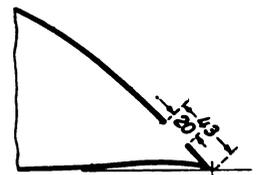
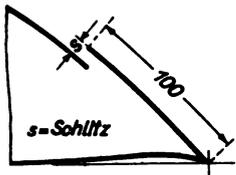


Abb. 15. Schlitz X in der Nähe der Flügelhinterkante.

¹⁴⁾ Wo größere Geschwindigkeiten herrschen, werden auch entsprechend größere Druckanstiege überwunden.



Flugtechnisch hat dies Ergebnis wohl kaum eine Bedeutung.

Ein anderer Versuch hat den eigentlichen Beweis für den starken Anteil der Senkenwirkung geliefert:

Denkt man sich bei einem mit dem hinteren Rand überstehenden Schlitz (Schlitz IX in Abb. 16) die Spaltbreite s gerade gleich

Abb. 16. Schlitz IX mit übergreifender Schlitzhinterkante.

der Schichtdicke der abzusaugenden Luft, so kann, wie sich zeigen läßt, kein Senkeneinfluß im Druckfeld auftreten. Ist also das Vorhandensein eines Senkeneinflusses für die Absaugewirkung unentbehrlich, so wird eine der Breite s entsprechende Menge nichts nützen und erst darüber hinausgehende Beträge werden in günstigem Sinne wirksam; mit zunehmender Schlitzbreite muß also die Absaugemenge gleichfalls anwachsen.

Diese Zunahme der Absaugemenge wurde im Versuch in auffälliger Weise bestätigt. Der Schlitz lag dabei etwa an der Stelle der früheren Schlitz V und VI . Die Ergebnisse waren folgende:

α	s mm	c_q	c_p
30°	4	0,022	- 8,5
30°	5,5	0,023	- 7,3
30°	8,5	0,041	- 3,2
30°	12,5	0,054	- 2,6

Das kleinste c_q bei $s = 4$ mm entspricht ungefähr dem Wert des ebenen Schlitzes, alle übrigen sind größer.

Noch anschaulicher wird das Ergebnis, wenn man die zugehörigen Druckverteilungskurven (Abb. 17) betrachtet. Im vorderen Druckanstiegsgebiet stimmen die Kurven, von einer sogleich zu erörternden Parallelverschiebung abgesehen, ziemlich gut überein, und zwar auch im Gebiet des Senkeneinflusses in Schlitznähe, wo ohne übergreifende Hinterkante bei den verschiedenen Absaugemengen erheblich verschiedene Drücke herrschen müßten. Die Herstellung eines gerade hinreichenden Senkeneinflusses war also offensichtlich für die Größe der Absaugemenge maßgeblich.

Im Zusammenhang mit der erwähnten Parallelverschiebung läßt sich aber auch der Anteil der wirklichen Grenzschichtabsaugung erkennen. Diese Parallelverschiebung rührt nämlich davon her, daß bei den beiden kleineren Absaugemengen hinter dem Absaugeschlitz kein merklicher Druckanstieg mehr überwunden wird. Das heißt, daß in diesen Fällen die Absaugemenge für die eigentliche Grenzschichtabsaugung zu gering ist, während bei den beiden größeren Absaugemengen sowohl Grenzschichtabsaugung als Senkenwirkung beteiligt sind.

Früher war schon der Gedanke aufgetaucht, solche Anordnungen wie Schlitz IX praktisch zu verwenden, weil

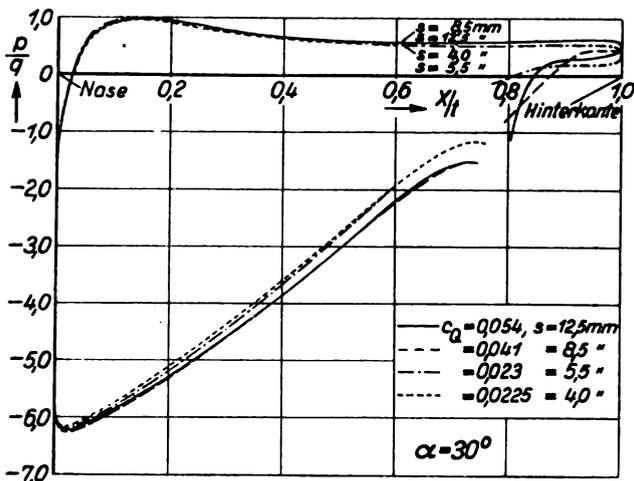


Abb. 17. Druckverteilungsmessungen mit Schlitz IX.

dann die Luft mit weniger Absaugedruck sozusagen selbst einströmen würde; die Ergebnisse zeigen aber, daß das kein gangbarer Weg ist, sobald die Senkenwirkung eine wesentliche Bedeutung hat.

Auch eine Untersuchung der Grenzschicht selbst hat bezüglich des Senkeneinflusses zu den gleichen Ergebnissen geführt.

Nach einem von Gruschwitz¹⁵⁾ entwickelten Rechenverfahren wurde auf Grund von Grenzschichtmessungen am Absaugeflügel für die Schlitzlagen I und V ausgerechnet, ob und wo die Ablösung vor dem Schlitz bei durchgezogenem Druckverlauf (Abb. 14), also ohne Senkeneinfluß, eintreten würde. Das Ergebnis, unter Übergehung aller Einzelheiten, war: für Schlitz V wäre ohne den Senkeneinfluß die Strömung vor dem Schlitz schon längst abgerissen, mit Senkeneinfluß dagegen vermag sie sich bei der Mindestmenge eben noch zu halten. Die Senkenwirkung ist also hier offensichtlich ausschlaggebend. Für Schlitz I ist das Ergebnis nicht so eindeutig. Die Rechnungen ergeben, daß sich die Strömung ohne Senkeneinfluß ungefähr in der Gegend des Schlitzes ablösen würde. Es können daraus wohl noch keine eindeutigen Schlüsse gezogen werden.

VI. Versuche mit Klappenprofilen¹⁶⁾.

Abb. 18 zeigt das Profil mit den vier untersuchten Klappenausführungen. Klappe I ist so ausgeführt, daß sich der Schlitz erst mit dem Klappenausschlag öffnet. Diese erste Ausführungsform bot den konstruktiven Vorteil eines glatten und dabei sicheren Schlitzverschlusses.

Bei Klappe II (a und b) wurde auf den selbsttätigen Schlitzverschluß verzichtet, um zunächst Klarheit über die Beseitigung einiger im folgenden noch zu erörternden strömungstechnischen Mängel der Anordnung I zu schaffen. In Klappenanordnung II liegt der Absaugeschlitz hinter der gleitend aus dem Profil heraustretenden Rundung.

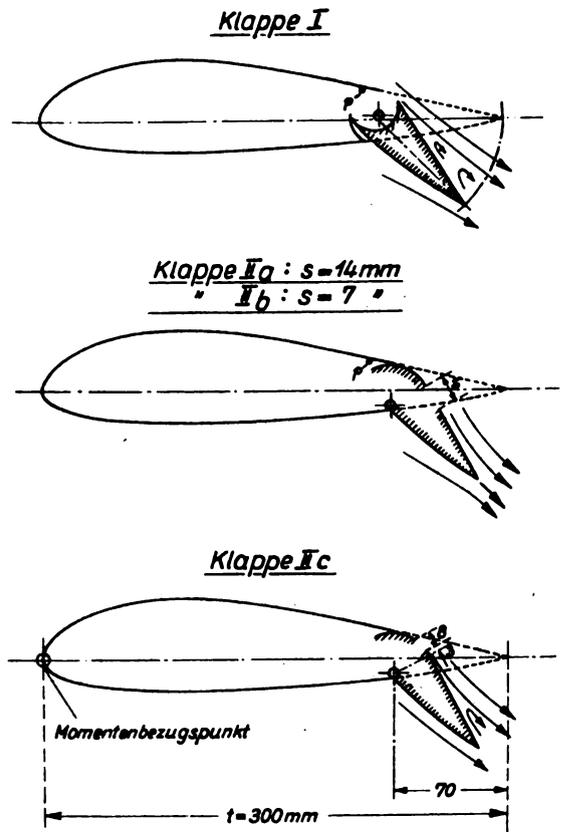


Abb. 18. Ausführungsformen des Klappenflügels.

¹⁵⁾ Ing.-Arch. Bd. 2 (1931), S. 327 und Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 23 (1932), S. 308.

¹⁶⁾ Die Untersuchung der Klappenprofile geht z. T. auf eine Anregung von Herrn H. B. Heimböck zurück.

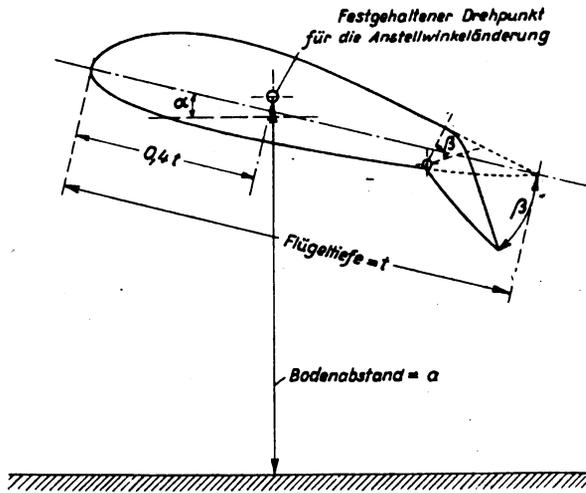


Abb. 19. Definitionsfigur für Winkel, Drehpunkt und Bodenabstand des glatten Flügels.

Klappe II c verlegt den Absaugeschlitz in das letzte Stück der Rundung; dadurch ist ein selbsttätiges Schließen des Schlitzes beim Nullausschlag der Klappe gewährleistet.

Wie die Winkel α und β sowie der Bodenabstand a gemeint sind, zeigt die Abb. 19. Das Höhenmoment (c_{mh}), das in einigen Fällen aus den Druckverteilungen in ähnlicher Weise wie die Drucktiefe ermittelt ist, ist angegeben für die Profilmase als Bezugspunkt (siehe Abb. 18), das Betätigungsmoment der Klappe für den Klappendrehpunkt. Die Kammerinnendrucke sind an der in Abb. 18 oben mit p bezeichneten Stelle gemessen.

Die Zahlentafeln 9 bis 21 enthalten die wichtigsten Ergebnisse dieser Anordnungen wiederum in gekürzter Form.

Die Werte von c_p und c_q sind bei diesen Versuchen wegen der verhältnismäßig engen Querschnitte im Flügelinnern etwas zu groß und ungünstig gemessen¹⁷⁾.

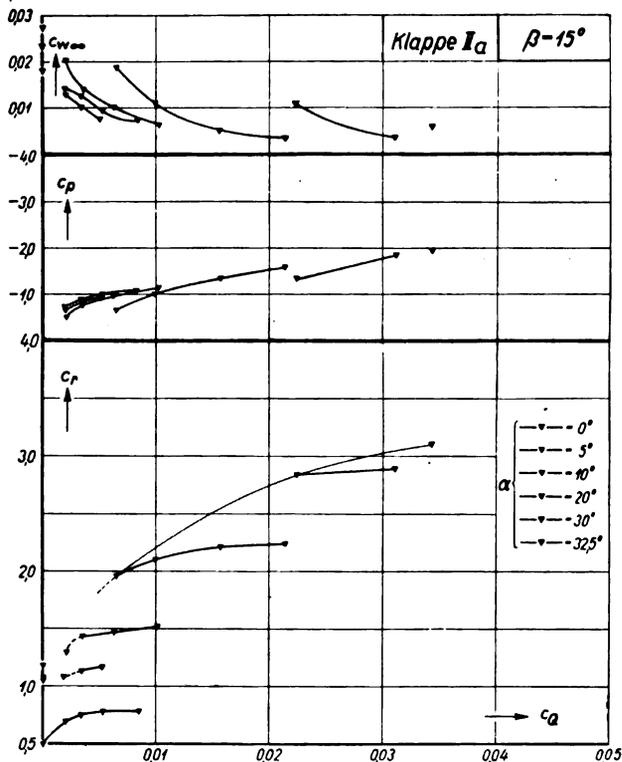


Abb. 20. Ergebnisse mit der Klappe II a (Auftrieb, Profilwiderstand, Absaugedruck, Absaugemenge), Klappenwinkel $\beta = 15^\circ$, α siehe Abb. 4 bis 5.

Eine beschränkende Auswahl aus den Schaubildern der Meßergebnisse war hier, wo der Klappenwinkel β als weiterer Parameter hinzutritt, ganz unvermeidlich. Eine vollständige Sammlung befindet sich im Absagebericht III.

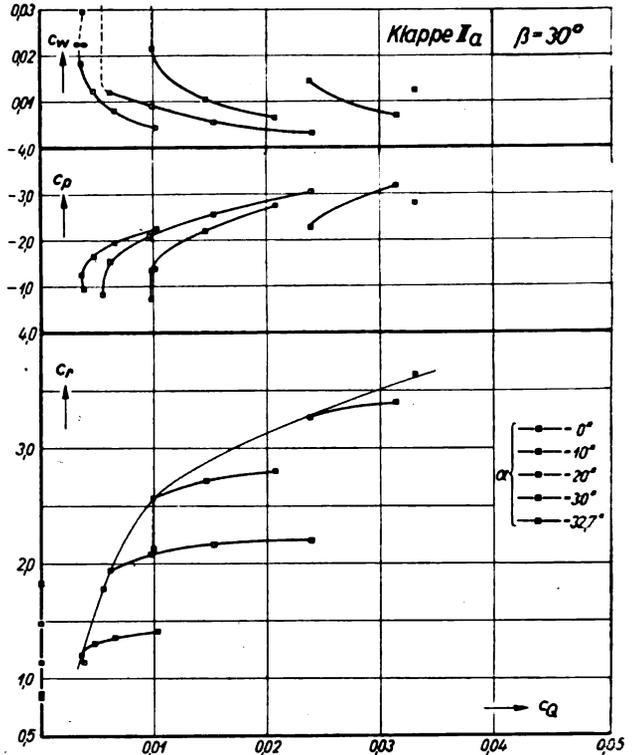


Abb. 21. Ergebnisse mit der Klappe II a, $\beta = 30^\circ$.

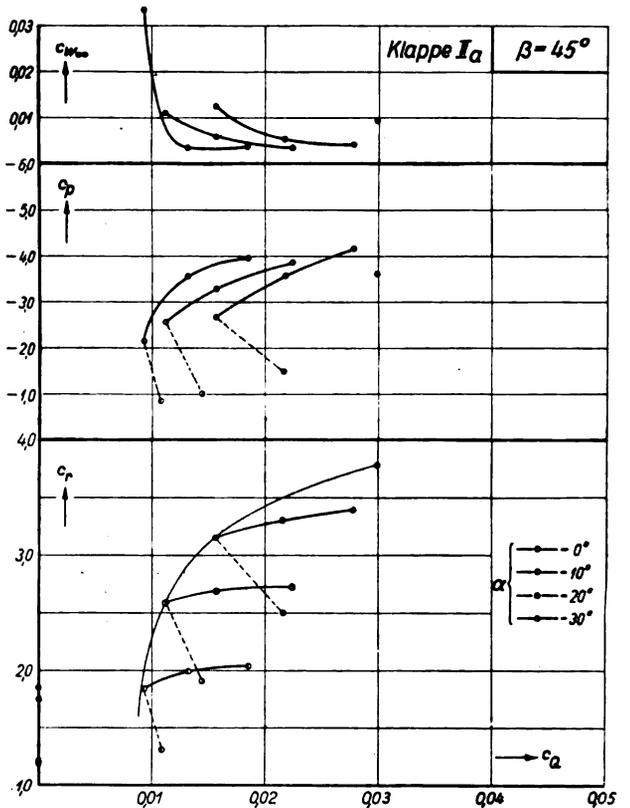


Abb. 22. Ergebnisse mit der Klappe II a, $\beta = 45^\circ$.

¹⁷⁾ Im Flügelinnern herrscht ein ungefähr exponentiell verlaufendes Druckgefälle vom geschlossenen zum abgesaugten Flügelende hin. Einem gleichen Charakter wird die örtliche Verteilung der Absaugstärke zeigen. Dieses Verhalten bringt, wie die genaue Betrachtung zeigt, eine Vergrößerung der Meßwerte mit sich, ohne daß sich die Fehlerbeträge genauer abschätzen lassen.

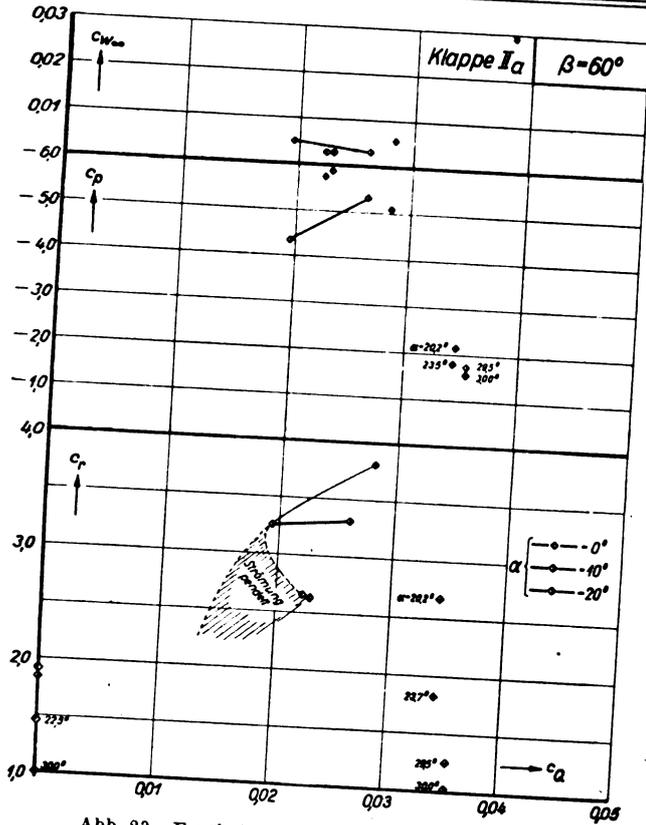


Abb. 23. Ergebnisse mit der Klappe IIa, $\beta = 60^\circ$.

Für Klappe IIa sind die Ergebnisse in den Abb. 20 bis 24, 26 und 29 vollständig dargestellt. Die Darstellung von $c_{l\infty}$ erübrigt sich hier (Absaugefall II von Abschn. II kommt kaum in Betracht).

Die Ergebnisse zeigen, daß hinsichtlich des Mengenbedarfs für einen bestimmten c_a -Bereich jeweils ein bestimmter Klappenwinkel am günstigsten ist: $\beta = 15^\circ$ unter $c_a \approx 2$; $\beta = 30^\circ$ bis $c_a \approx 2,8$; $\beta = 45^\circ$ bis $c_a \approx 3,3$; $\beta = 60^\circ$ darüber.

Die ohne Absaugung ($c_a = 0$) erreichbaren c_a -Werte bis ungefähr 2 sind im Falle eines Versagens der Absaugung von Bedeutung.

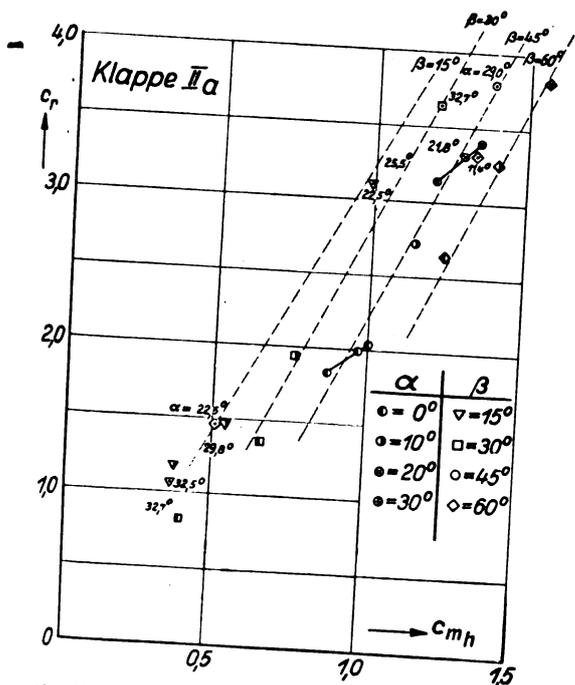


Abb. 24. Auftrieb und Höhenmoment für Klappe IIa.

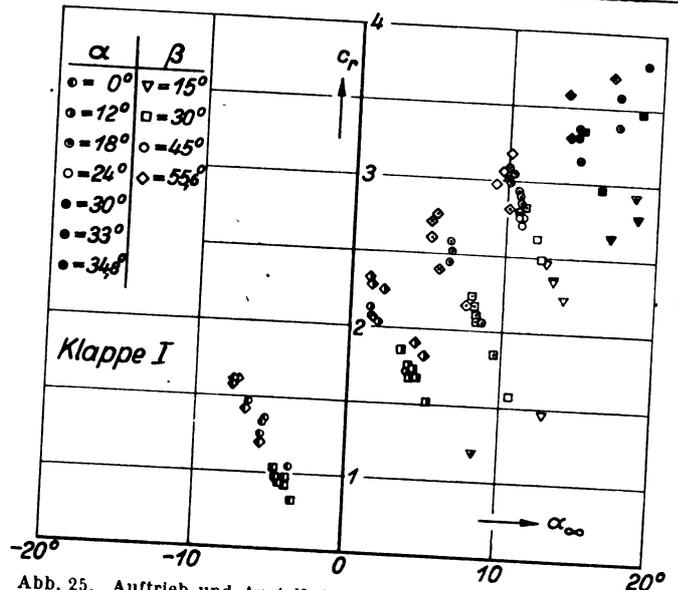


Abb. 25. Auftrieb und Anstellwinkel beim unendlich langen Flügel für Klappe I.

Das Pendeln der Strömung bei $\beta = 60^\circ$ unterhalb $\alpha = 10^\circ$ ist inzwischen noch in verschiedenen Fällen aufgetreten. Dabei schwankt die Strömung unregelmäßig rund 2 bis 5-mal in der Sekunde zwischen dem anliegenden und dem abgerissenen Zustand. Diese Unruhe geht allem Anschein nach darauf zurück, daß hier zwei aerodynamische Instabilitätsquellen, nämlich eine gekrümmte Körperoberfläche mit Druckanstieg (die Absaugerundung) und eine die Strömung auffangende Kante (vgl. z. B. Orgelpfeifen!) unter ungünstigen Bedingungen zusammenarbeiten.

Die Werte c_p und $c_{w\infty}$ sind bei den Klappenflügeln im Gegensatz zum dicken starren Flügel außer von c_a auch ganz wesentlich vom Anstellwinkel, d. h. vom Auftrieb, abhängig; außerdem ändern sie sich mit β in der Weise, daß wachsendes β ein größeres c_p und $c_{w\infty}$ bedingt. Die ganzen Kurven lassen übrigens auf recht verwickelte Strömungseinflüsse schließen.

Beim Vergleich der drei bzw. vier Klappenausführungen ergibt sich Folgendes (vgl. außer den Zahlentafeln die Abb. 25 bis 33):

a) Klappe IIa und IIb unterscheiden sich außer im Absaugedruck ziemlich wenig. IIb ist im Mengenbedarf teilweise etwas günstiger. Die Strömung von IIb mit $\beta = 60^\circ$ pendelt nicht.

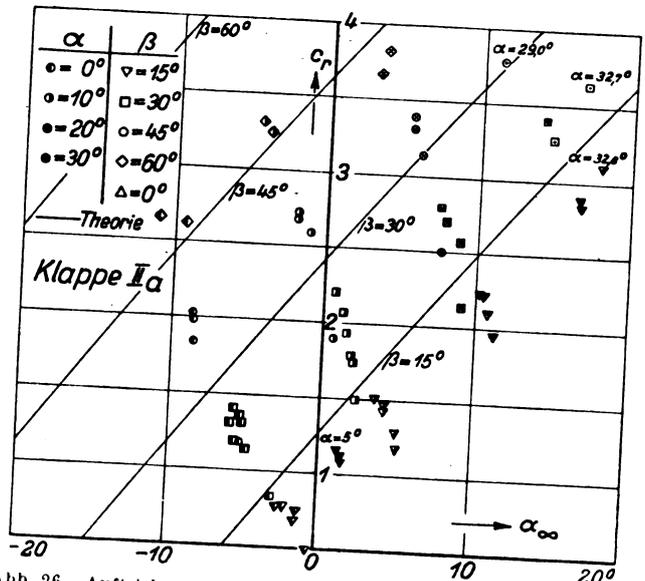


Abb. 26. Auftrieb und geschwindigkeitsunabhängige Kenngrößen der Absaugung für Klappe IIa.

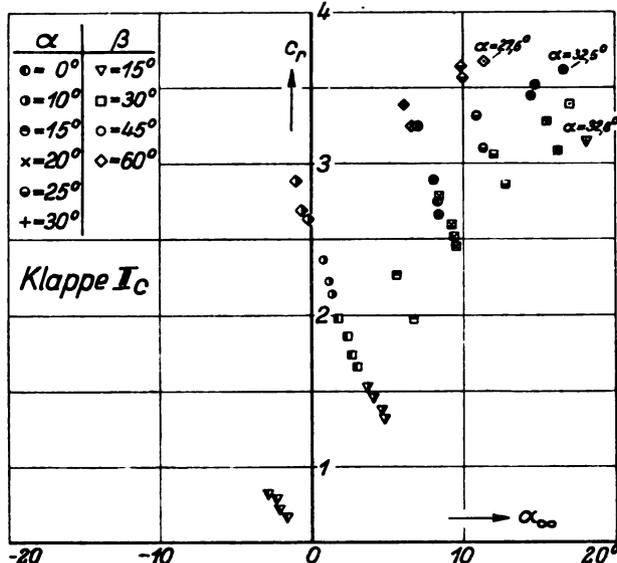


Abb. 27. Auftrieb und Anstellwinkel beim unendlich langen Flügel für Klappe I c.

b) Im Mengenbedarf für bestimmten Auftrieb ist II c durchgehend am günstigsten. I ist II a für Auftriebe bis etwa 3,3 überlegen, weiterhin sind sie gleich. Der c_a -Bereich günstigen Mengenverbrauchs für die einzelnen β ist bei den Klappen sehr verschieden.

c) In den zugehörigen Absaugedrucke ist die Rangordnung etwas anders. Für die sehr hohen c_a -Werte, die für die Beanspruchung des Gebläses entscheidend sind, ist II c den beiden anderen, die, grob betrachtet, gleich gut sind, etwas unterlegen. Für kleinere β und c_a sind die Verhältnisse ungefähr gleich. Zuungunsten von II c wirkt sich noch die Tatsache aus, daß die Absaugedrucke hier wegen der Enge des Schlitzes besonders stark zunehmen, wenn mit mehr als mindest erforderlicher Menge abgesaugt wird.

d) Die Profilwiderstände sind für II a im allgemeinen sehr klein ($\approx 0,005$ bis $0,02$), für II c größer ($\approx 0,01$ bis $0,04$), für I am größten ($\approx 0,01$ bis $0,07$). Für die Landung sind größere Profilwiderstände, sofern keine anderen Nachteile damit verknüpft sind, nicht unerwünscht. Bei den großen c_a -Werten werden diese Unterschiede im Verhältnis zum induzierten Widerstand meist bedeutungslos sein.

e) Ein wesentlicher Unterschied liegt in den Anstellwinkeln: bei Klappe II a lassen sich die hohen c_a -Werte

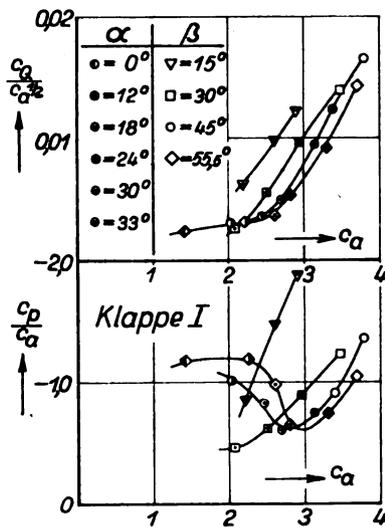


Abb. 28. Auftrieb und geschwindigkeitsunabhängige Kenngrößen der Absaugung für Klappe I.

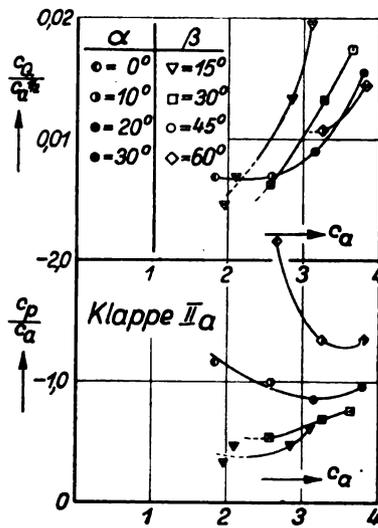


Abb. 29. Auftrieb und Anstellwinkel beim unendlich langen Flügel für Klappe II c.

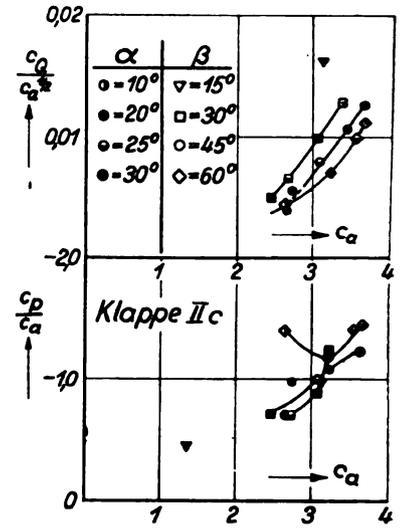


Abb. 30. Auftrieb und geschwindigkeitsunabhängige Kenngrößen der Absaugung für Klappe II c.

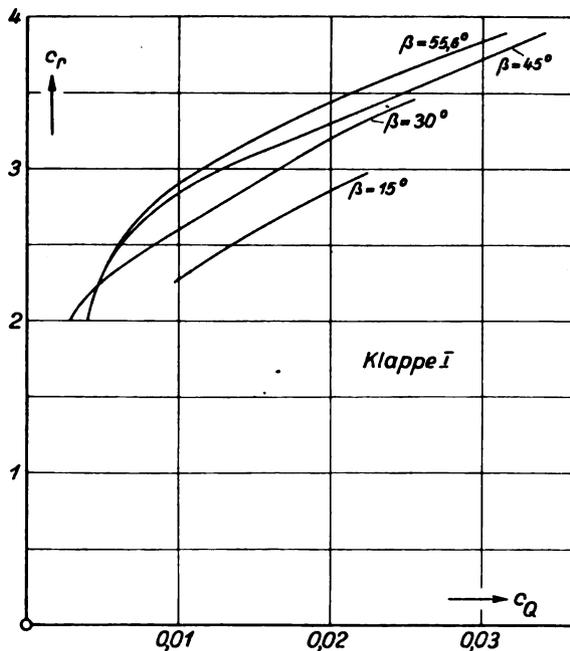


Abb. 31. Auftrieb und Absaugmenge, Zusammenfassung für Klappe I.

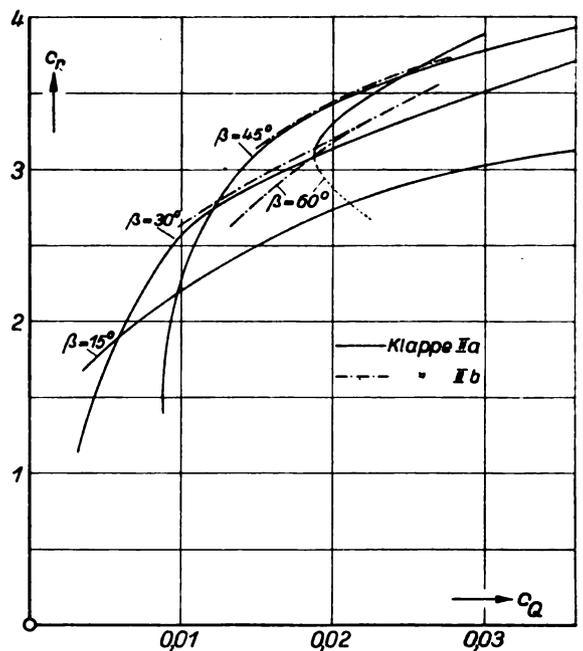


Abb. 32. Auftrieb und Absaugmenge, Zusammenfassung für Klappe II a und II b.

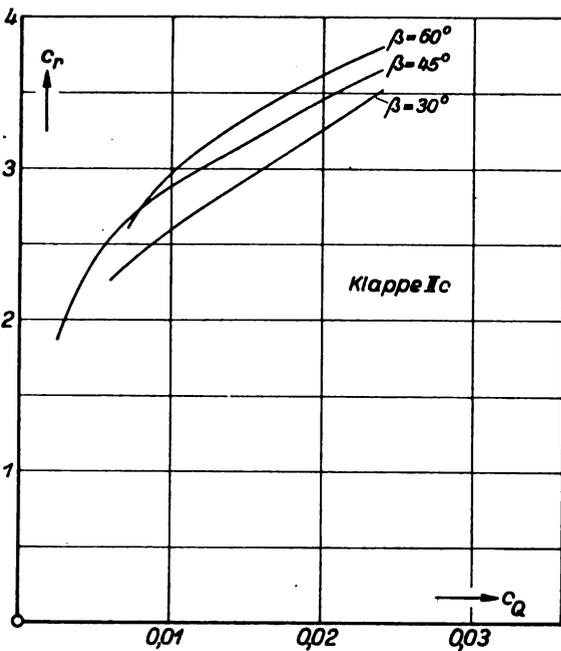


Abb. 33. Auftrieb und Absaugmenge, Zusammenfassung für Klappe IIc.

über 3,5 mit Werten von α erreichen die zwischen 3° und 14° liegen. Bei Klappe I sind Winkel über 14° erforderlich; IIc liegt in der Mitte und braucht Anstellwinkel von 10° und mehr. Beim wirklichen Flugzeug tritt noch ein induzierter Anstellwinkel hinzu und darum können kleine Werte von α mit Rücksicht auf das Fahrgestell erwünscht sein.

Die in Abb. 26 eingetragenen theoretischen Kurven lassen die Annäherung der wirklichen Strömung an die reibungslose, reine Potentialströmung erkennen. Die Unterschiede gegenüber der Theorie sind für Klappe IIa etwa die gleichen wie für gewöhnliche Tragflügel ohne Absaugung dagegen für I und IIc merklich größer¹⁰⁾.

f) Die Momente um die Querachse sind für I und IIc im ganzen etwas kleiner als für IIa (Werte für $c_a = 3,5$: IIa $c_m = 1,3$ bis $1,45$; I und IIc $c_m = 1,2$ bis $1,35$). Das glatte Profil ist, wie erwähnt sei, beinahe druckpunktfest.

g) Die Wirksamkeit der Klappe läßt sich kennzeichnen durch die Größe $\frac{d c_a}{d \beta}$. Diese ist für Klappe IIa ungefähr $= 0,06$ im Gradmaß, für IIc rund $0,033$ und für Klappe I $0,03$ und weniger. Für gewöhnliche Querruder von etwa gleicher Tiefe ist $\frac{d c_a}{d \beta}$ ungefähr $= 0,05^{10)}$.

Nach den bisherigen Ausführungen ist darauf zu schließen, daß zwischen den Strömungen bei den verschiedenen Klappenausführungen gewisse Unterschiede vorhanden sind. Abb. 18 zeigt mit Hilfe einiger Stromlinien die mit der Fadensonde beobachteten Verhältnisse.

Im Falle IIa (und IIb) legt sich die Strömung völlig glatt bis zur Flügelhinterkante an, für Klappe I beginnt die Ablösung zumeist schon an der Schlitzhinterkante, IIc liegt dazwischen. Daß sich dabei verschiedene $c_{w\infty}$ ergeben müssen, ist ohne weiteres ersichtlich. Die Unterschiede in α_∞ , $c_{m\infty}$ und $\frac{d c_a}{d \beta}$ rühren daher, daß die Klappe mit darüber befindlichem Totwassergebiet wie eine Klappe mit geringerem β wirkt.

¹⁰⁾ Die diesen Kurven zugrunde liegende Rechnung ist eine Erweiterung der von H. Glauert ARC. R. & M. 910 durchgeführten Rechnung für geknickte Profilskelette, die aus zwei geraden Stücken zusammengesetzt sind. Die Glauertsche Rechnung wurde durch Näherungsbetrachtungen, die sich an die bekannte Theorie der Joukowski-Profilen anlehnen, auf größere β und α , sowie auf endliche Profildicke erweitert.

¹¹⁾ Berechnet nach Versuchen von Petersohn, Luftf.-Forsch. Bd. 2 (1928), H. 2, S. 44, und Higgins and Jacobs, NACA 260 (1927).

Um diese Strömungsunterschiede zu verstehen, ist es nötig, die Druck- und Strömungsverhältnisse an einer solchen scharfen Umlenkung genauer zu betrachten und dabei die wirkliche Strömung aus ihren einzelnen Bestandteilen aufzubauen: die reine Umlenkung bringt nach den Gesetzen der Potentialströmung einen Unterdruck mit sich, der in der ersten Hälfte der Umbiegung zunimmt, in der zweiten wieder abnimmt. Es herrschen also dort Drücke, die von Punkt zu Punkt sehr stark veränderlich sind. Liegt nun die Ecke wie beim Klappenflügel ohnehin in einem Druckanstieg, so wird dieser vor der Ecke durch den eben erwähnten Druckabfall abgeflacht oder meist sogar umgekehrt, dahinter aber durch den Anstieg verstärkt. Der Schlitz I liegt nun so, daß sein vorderer Senkeneinfluß gar nicht nutzbar gemacht wird, da er in ein Gebiet fällt, wo nach dem eben Ausgeführten sowieso ein Druckgefälle herrscht; ferner aber liegt der Schlitz in einem Bereich sehr stark veränderlicher Drücke und wirkt dort also ähnlich wie etwa der sehr breite Schlitz VII in Abb. 3. Ein Teil des hinter der Umlenkung entstehenden starken Druckanstieges liegt hinter dem Schlitz und leitet hier sofort wieder eine Ablösung ein. Schlitz IIa dagegen verlegt die stärkste vordere Senkenwirkung in den zweiten Teil der Umlenkestrecke, also in das Gebiet des gefährlichsten Anstiegs. Hinter dem Schlitz aber legt sich die Strömung bis zur Flügelhinterkante sauber an. Der Versuch mit Schlitz IIc zeigt, daß es nicht möglich ist, von der Schlitzlage IIa und IIb soviel abzugehen, um auf diesem Wege doch noch einen selbsttätigen Schlitzverschluß zu erreichen, denn schon diese geringe Verschiebung ändert die Strömung sehr stark. Abb. 34 zeigt eine der Druckverteilungen, wie sie für die abgesaugten Klappenprofile kennzeichnend sind.

In einigen Fällen wurde auf ähnliche Weise wie c_a und $c_{m\infty}$ auch der Beiwert

$$c_{KI} = \frac{M_{KI}}{q b l_{KI}^2}$$

des Klappenbetätigungsmomentes M_{KI} ermittelt. Da sich die Berechnung auf sehr wenigen Druckmeßstellen aufbauen muß, ist das Ergebnis nicht sehr genau, kann also nur die Größenordnung der Werte liefern. Schwankend mit der

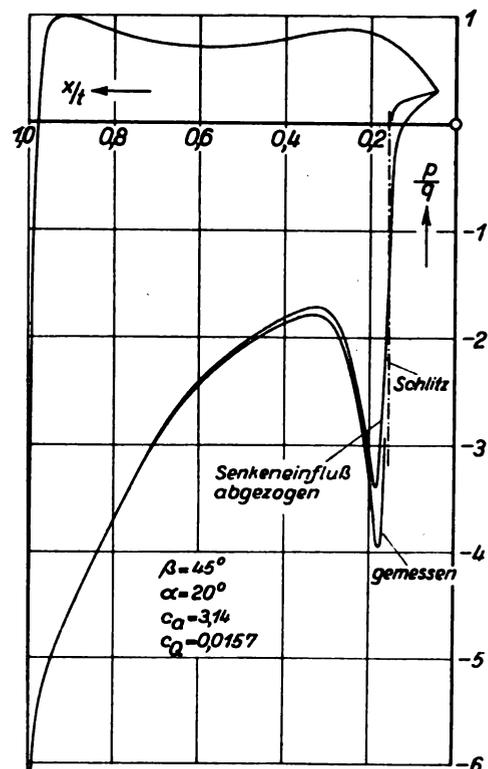


Abb. 34. Druckverteilung mit Klappe IIa.

Größe von α , c_a und c_v sind für Klappe *IIa* folgende Werte gefunden worden:

für $\beta = 15^\circ$	$c_{kl} = 0,14-0,18$
30°	0,28-0,33
45°	0,35-0,56
60°	0,42-0,59

Für abgerissene Strömung sind die Werte 20 bis 50% niedriger.

Eine versuchstechnisch leider stark beschränkte Kennwertreihe ergab bei $\beta = 45^\circ$ und $\alpha = 20^\circ$ (*IIa*) folgenden Gang:

Reyn. Z.	c_r	c_v	c_p
$2 \cdot 10^5$	3,20	0,019	-3,1
$4 \cdot 10^5$	3,15	0,017	-2,9
$5 \cdot 10^5$	3,10	0,016	-2,7

Mit einer Abnahme der erforderlichen Mindestmengen und Mindestdrücke geht also eine Verringerung der dabei erzielten Auftriebe Hand in Hand. Das Ergebnis verschlechtert sich insgesamt nicht.

Versuche mit Klappe *IIa* über den Einfluß des Bodenabstandes (Zahlentafel 22 bis 25) zeigten, daß bei Annäherung an den Boden mit gleicher Absaugmenge geringere Auftriebe erreicht werden. So geht, wie die Interpolation der gemessenen Punkte zeigt, für $c_v = 0,03$ und $\beta = 45^\circ$ der erreichbare Höchstauftrieb von $c_r = 3,75$ auf 3,45 bei $a/t = 2$ und auf 3,1 bei $a/t = 1$ herab. (Die Bedeutung von a s. Abb. 19). Die Absaugdrücke bleiben für gleiches c_r ungefähr erhalten.

Hinsichtlich Bodennähe sind also bei dieser Flügelbauart Hochdecker vorzuziehen, und ganz nahe am Boden muß man für einen kurzen Augenblick ein Höchstmaß an Absaugstärke aufbringen, oder es überlagert sich hier der Gleitbewegung eine Fallbeschleunigung, die einen gewissen Bruchteil der Erdbeschleunigung beträgt.

Aerodynamisch erklärt sich dieser Auftriebsabfall, der auftritt, obwohl die Druckwirkung der Druckseite sich in Bodennähe vergrößert, folgendermaßen: an der ausgeschlagenen Klappe wird die Luft sehr stark nach dem Boden hin abgelenkt; dort wird sie sofort wieder nach hinten gerichtet, und es entsteht in dem Winkelraum zwischen Klappe und Boden eine Stauwirkung, auf Grund deren die Drücke an der Saugseite der Klappe höher und die dortigen Geschwindigkeiten niedriger sind als ohne Boden. Man kann nun, wenn man von der nächsten Nähe der Nase absieht, in grober Betrachtung annehmen, die Strömung mit Bodeneinfluß verlaufe dem Profil entlang aerodynamisch ähnlich zu der ohne Boden und erhält so einen bestimmten Zusammenhang zwischen Auftrieb und Menge: die erforderliche Absaugmenge nimmt verhältlich zu den Geschwindigkeiten ab, der Auftrieb der Saugseite aber (nach dem Bernoullischen Gesetz) stärker; es ergibt sich dabei, daß mit gleichem c_v in Bodennähe ein kleineres c_a erreicht wird.

VII. Flugtechnischer Ausblick.

Ohne auf konstruktive Einzelfragen einzugehen, kann man an Hand der Versuchsergebnisse die voraussichtlich erreichbaren Flugleistungen bzw. deren Verbesserung durch Absaugung unverbindlich abschätzen.

Es handelt sich dabei um folgende Möglichkeiten:

- Vergrößerung der Geschwindigkeitsspanne,
- Vergrößerung von Steiggeschwindigkeit und Gipfelhöhe,
- Verringerung von Start- und Landstrecke.

Andere Verbesserungen, wie etwa erhöhte Beladefähigkeit beim Start, hängen mit den hier aufgeführten eng zusammen.

Nicht unerwähnt soll die Tatsache bleiben, daß sehr dicke Profile u. U. hinsichtlich Nutzraum oder in bezug auf die Statik wertvoll sein können.

Die Betrachtung, von der hier nur die Ergebnisse mitgeteilt sind, ist etwa folgendermaßen angestellt worden: einer guten Maschine ohne Absaugung, mit Landklappen,

wurden zwei Absaugflugzeuge gegenübergestellt, eins mit dem dicken Profil und eins mit dem dünneren Klappenprofil. Allen Maschinen sollte bei gleichem Motor die Reisegeschwindigkeit, ebenso der Restwiderstand (F_{wr}), schließlich auch ungefähr das Fluggewicht G gemeinsam sein. Unterschiede ergeben sich demgemäß hinsichtlich der Flügelgröße, kleine Unterschiede auch im Gewicht.

Folgende Bezeichnungen sind für die verglichenen Maschinen gewählt worden:

- M_I = Vergleichsmaschine ohne Absaugung (Flügelfläche F_I),
- M_{II} = Absaugmaschine mit dem dicken Profil (F_{II}),
- M_{III} = Absaugmaschine mit dem Klappenprofil (F_{III}).

Die Zahlenwerte, die (für M_{II} und M_{III} den Versuchsergebnissen entsprechend) der Rechnung zugrunde gelegt wurden, sind in nachstehender Zahlentafel enthalten:

	$c_{w p_{min}}$	$c_{a_{max}}$	$\frac{c_{a_{max}}}{c_{w p_{min}}}$	$\frac{F_{wr}}{F}$
M_I	0,0095 ^{a)}	2,4 ^{d)}	253	0,018 ^{f)}
M_{II}	0,0150 ^{b)}	4,0 ^{e)}	267	g)
M_{III}	0,0115 ^{c)}	3,6 ^{e)}	313	g)

- a) in Anlehnung an gute Flügelprofile geschätzt;
- b) $c_{w p}$ statt c_{wp} (Absaugfall II von Abschn. II);
- c) ohne Absaugung; $\beta = 0$; dickeres Profil als M_I ;
- d) mit Auftriebsklappe;
- e) $c_{a_{max}}$ ist abhängig von der verfügbaren Absaugleistung;
- f) Festsetzung etwa entsprechend guten Flugzeugen;
- g) muß auf Grund der noch zu ermittelnden Flügelflächen F_{II} und F_{III} umgerechnet werden:

$$\frac{F_{wr}}{F_{II}} = 0,018 \cdot \frac{F_I}{F_{II}} \text{ usw.}$$

Bei der Betrachtung der erreichbaren Gipfelhöhe sind weiter folgende Werte zugrunde gelegt worden: Für M_{II} die Ergebnisse mit Schlitz *IV* ($c_{l_{\infty}}$ in Abb. 4) und für M_{III} die wenigen passenden Meßpunkte von Klappe *IIa* bei $\beta = 15^\circ$ und 30° . Für M_I sind geschätzte Werte zugrunde gelegt ($c_a = 1$ $c_{wp} = 0,018$; $c_a = 1,2$ $c_{wp} = 0,025$; $c_a = 1,5$ $c_{wp} = 0,035$; $c_a = 1,8$ $c_{wp} = 0,045$), da geeignete Messungen nicht zur Verfügung standen. Diese Werte sind wohl im allgemeinen eher zu günstig als zu ungünstig.

Die Flügelstreckung von M_I ist so festgesetzt (ungefähr 8:1), daß $\frac{F}{\pi b^2} = 0,04$ wird.

Die Dicken der Wurzelprofile mögen betragen: M_I : 20%, M_{II} : 45%, M_{III} : 20%. Das Profil von M_I nimmt in seinem Dickenverhältnis, wie bereits erwähnt, nach außen stärker ab als das von M_{III} .

Die drei Maschinen sollen gleiche Reisegeschwindigkeit bei gleicher Motorleistung und gleichen Restwiderständen haben. Dies führt, unter Vernachlässigung des induzierten Widerstandes, auf verschiedene Flügelflächen, und zwar ist

$$F_{II} = F_I \frac{0,0095}{0,0150} = F_I \cdot 0,63,$$

$$F_{III} = F_I \frac{0,0095}{0,0115} = F_I \cdot 0,83.$$

Bei gleichen Werten der Fluggewichte ist dann die Mindestgeschwindigkeit verhältlich zu $\sqrt{\frac{c_{w p_{min}}}{c_{a_{max}}}}$ (20). Somit ergeben sich:

$$v_{min_{II}} = 0,975 v_{min_I} (0,96 v_{min_I}),$$

$$v_{min_{III}} = 0,9 v_{min_I} (0,91 v_{min_I}).$$

Bei festgehaltener Spannweite wird der Holm von M_{II} etwas höher, somit leichter, der von M_{III} etwas niedriger und schwerer als der von M_I , auch die übrigen Gewichtsverhältnisse der Maschine ändern sich etwas. Versucht man, diese Einflüsse insgesamt abzuschätzen, so kommt man auf die in Klammern hinzugefügten Werte.

Es zeigt sich also, daß ein Vorteil in der Geschwindigkeitsspanne gegenüber hochgezüchteten Maschinen ohne Absaugung vorhanden, aber bis jetzt nicht sehr erheblich ist, und es muß eine weitere Erhöhung von $c_{a\max}$ oder Verringerung von c_{wp} bzw. $c_{l\infty}$ angestrebt werden.

Führt man nun weiter ein Gesetz über die Höhenabhängigkeit der Motorleistung im Gebiet der Gipfelhöhe ein, so kann man, ohne weitere Annahmen über Flächen- und Leistungsbelastung machen zu müssen, die Unterschiede zwischen den erreichbaren Gipfelhöhen der Maschinen M_I , M_{II} und M_{III} abschätzen²¹⁾.

Was M_{II} betrifft, so kann man noch einen Schritt weiter gehen. M_{II} hat bei gleicher Spannweite eine Tiefenverringerng auf 0,63 im Verhältnis zu M_I . Trotz verringerter Tiefe ist die Holmhöhe an der Flügelwurzel größer als die von M_I , nämlich $= 0,63 \cdot 0,45 t_1 = 0,285 t_1$ gegenüber $0,2 t_1$ für M_I . Man kann nun, anstatt wie bei M_{II} den Holm etwas leichter zu machen, ihm durch Vergrößerung der Spannweite bei gleichem Holmquerschnitt etwas mehr zumuten. Sein Widerstandsmoment ist bei gleichem Querschnitt im Verhältnis $\frac{0,285}{0,2} = 1,43$ größer als für F_I , man kann also die Spannweite im Verhältnis $\sqrt{1,43} = 1,196$ vergrößern und Tiefe und Holmhöhe entsprechend im Verhältnis $\frac{1}{1,196}$ verringern, bis das Widerstandsmoment des Holms bei gleichem Querschnitt wieder voll ausgenutzt ist. Allerdings wird der neue Holm schwerer sein. Diese neue Maschine mit gleicher Flügeltiefe wie M_{II} heiße M_{II}^* . Sie ist in bezug auf Steigfähigkeit günstiger als M_{II} und M_{III} .

Die Durchführung der Rechnung ergab folgende Unterschiede in den Gipfelhöhen:

$$M_{II} \text{ gegenüber } M_I: \Delta H \approx 0,55 \text{ km (0,75 km)}$$

$$M_{III} \text{ „ } M_I: \Delta H \approx 0,4 \text{ km (0,3 km)}$$

$$M_{II}^* \text{ „ } M_I: \Delta H \approx 1,6 \text{ km (1,6 km)}$$

Die Fluggeschwindigkeiten in Gipfelhöhe sind ebenfalls ermittelt worden²²⁾:

$$\frac{v_{gII}}{v_{gI}} \approx 1,1$$

$$\frac{v_{gIII}}{v_{gI}} \approx 0,95$$

$$\frac{v_{gII}^*}{v_{gI}} \approx 1,2$$

Es sei darauf hingewiesen, daß die Zahlen für ΔH und v_g aus verschiedenen Gründen nur Anhaltspunkte, keine sicheren Werte sein können.

Um Steiggeschwindigkeiten und Steigzeiten zu ermitteln, müssen Annahmen über Flächenbelastung und Leistungsbelastung sowie über das Verhalten des Motors in allen Höhen zwischen Boden- und Gipfelhöhe gemacht werden. Die Ergebnisse hängen sehr stark von der Wahl besonderer Verhältnisse ab, so daß es wenig Zweck hat, gerechnete Zahlen mitzuteilen. Durchgerechnete Beispiele haben auch in dieser Richtung eine Überlegenheit der Absaugemaschinen, insbesondere von M_{II}^* ergeben.

Bezeichnet man als Landestrecke den Weg, den die Maschine von einer bestimmten, durch die Flugplatzverhältnisse gegebenen Höhe bis zum Ende des Ausrollens braucht, so erkennt man, daß zwei Werte für ihre Größe maßgeblich sind: die Landegeschwindigkeit der Maschine und der Gleitwinkel beim Heranschweben an den Landepunkt.

$$^{21)} \text{ Es ist nämlich } q_{\min} = \frac{c_{r\min}}{c_{a\max}} \cdot \frac{G}{\frac{v N}{2} - F_{rr}}$$

²¹⁾ Allerdings nicht die Höhen selbst. Über die Rechnungsweise s. E. Everling und R. Fuchs Techn. Ber. I. S. 42. Über die Höhenabhängigkeit des Motors s. M. Schrenk Z. Flugtechn. Motorluftsch. 18 (1927), S. 158.

²²⁾ Gewichtseinflüsse sind abgeschätzt und berücksichtigt.

Die Landegeschwindigkeiten sind schon weiter oben angegeben. Die Ausrollstrecken werden in geringem Umfang auch durch die kleinen Gewichtsunterschiede zwischen den Vergleichsmaschinen beeinflusst.

Was die Gleitwinkel betrifft, so ergibt sich wegen $\frac{W_i}{G} = \frac{G}{\pi q b^2}$ eine kleine Überlegenheit der langsameren Maschinen M_{II} und M_{III} gegenüber M_I , die bei M_{II}^* infolge der größeren Spannweite wieder verschwindet.

Im ganzen genommen dürften hinsichtlich Landestrecke M_{II} und M_{III} günstiger sein als M_I , M_{II}^* aber ungefähr gleich wie diese oder etwas ungünstiger.

Die Startstrecke ist in ähnlich verwickelter Weise von den Motor- und Luftschraubeneigenschaften und vor allem von der Flächen- und Leistungsbelastung abhängig wie Steiggeschwindigkeit und Steigzeit, ist also allgemeinen Betrachtungen ebenfalls schlecht zugänglich. Jedenfalls aber weiß man, daß die Startstrecke (als Startstrecke sei wieder die von Beginn des Anrollens bis zur Erreichung einer vorgeschriebenen Höhe erforderliche Strecke bezeichnet) vor allem bedingt wird durch den Abhebestaudruck q_a und den größten Anstiegswinkel φ der Maschine. Als Abhebestaudruck kann man wohl ungefähr den des größten Anstiegswinkels rechnen. φ kann man auf Grund der Ergebnisse für die Gipfelhöhen bei der Absaugemaschine, insbesondere bei M_{II}^* größer annehmen als bei M_I . q_a , der Staudruck des besten Anstiegswinkels ist jedenfalls für M_{II}^* , wahrscheinlich auch für M_{II} und M_{III} kleiner als für M_I , so daß sich für die Absaugmaschine, insbesondere für M_{II}^* , eine spürbare Verkürzung der Startstrecke erwarten läßt.

Der Vollständigkeit halber sei darauf hingewiesen, daß die Vergleichsgrundlagen sich weitgehend verschieben, sobald die vorgeschriebenen Betriebsbedingungen sich ändern. So kann beispielsweise in gewissen Fällen auf große Geschwindigkeit in niedriger Höhe verzichtet werden, oder es kann ausschließlich auf diese Wert gelegt sein. Solche abweichenden Bedingungen müssen gesondert untersucht werden.

Zweifellos ist die Weiterentwicklung der Absaugeflügel noch möglich und auch nötig.

So wird der dicke Flügel voraussichtlich jeder anderen Anordnung überlegen sein, sobald es gelingt, mit ihm $c_{l\infty}$ -Werte $= 0,015$ anstatt $0,015$ im Reiseflug zu erreichen. Dahingehende Versuche sind beabsichtigt.

Was den Klappenflügel betrifft, so liegen folgende Aufgaben vor: Schaffung einer Klappenanordnung, für die sich beim Ausschlagswinkel Null der Schlitz selbsttätig schließt, die aber den Vorteil des geringen Anstellwinkelbedarfs mit Klappe *IIa* teilt (vgl. Abschn. V), Verringerung der Absaugemengen und -leistungen, Anwendung der Absaugung auf dünne Profile mit kleinerem c_{wp} für $\beta = 0$.

Ob sich künftig noch grundsätzlich andere Formen zeigen werden, mag dahingestellt bleiben: Heute scheint auf weitere Sicht das dicke Profil mehr Entwicklungsmöglichkeit zu bieten. Indessen ist es für kleine Maschinen kaum zu brauchen, da das Versagen einer einmotorigen Absauganlage das Flugzeug in gefährliche Flugzustände bringen würde. Erst die Verteilung der Absaugung auf mehrere Einzelaggregate bedeutet eine genügende Sicherheit gegen den Ausfall eines Absaugemotors.

So kommt es, daß der dicke Flügel wohl kaum der erste Schritt bei der Anwendung der Absaugung sein darf. Vielmehr müssen vorher durch eine kleinere Maschine mit einem Klappenprofil, die auch ohne Absaugung voll flugfähig ist, erst einmal die besonderen Schwierigkeiten der Absaugeflugzeuge geklärt werden.

VIII. Zusammenfassung.

Die Untersuchung hat zwei Absaugeflügel zum Gegenstand. Einen »dicken Flügel« mit einem Dickenverhältnis von 40%, der mit verschiedenen gelegenen und verschieden breiten Schlitzten untersucht wurde (Abb. 2 und 3), und einem »Klappenflügel«, der mit verschiedenen Klappen- und Absaugeschlitzausführungen untersucht wurde (Abb. 18);

der Klappenflügel war ohne Klappenausschlag ungefähr druckpunktfest und hatte ein Dickenverhältnis von 20%.

Bei der Variation der Schlitze des dicken Flügels kam es darauf an, die Lage zu finden, die am günstigsten ist

1. für die Erreichung hoher $c_a(c_r)$ -Werte mit geringsten Absaugeleistungen,
2. für Erreichung kleiner Profilleistungswerte (Profilleistung = Schubleistung gegen den Profilwiderstand + Absaugeleistung; Profilleistungsziffer $c_{l\infty}$ definiert wie c_a und c_w) bei c_a -Werten des Dauerflugs.

Bei den Klappvariationen kam es darauf an, einen Absaugeschlitz zu schaffen, der sich mit dem Klappenausschlag selbsttätig öffnet, aber von gewissen aerodynamisch-flugtechnischen Mängeln der Klappenform I (abgelöste Strömung über der Klappe, große α zur Erreichung höher c_a -Werte) frei ist. Diese Klappenform konnte im Rahmen der vorliegenden Untersuchung noch nicht geschaffen werden.

Die Ergebnisse des dicken Flügels zeigen: Der Schlitz IV ist hinsichtlich $c_{l\infty}$ bei kleinem c_a günstiger als VI und ebenso gut wie I bis III und V ($c_{l\infty} = 0,015$); in der Absaugeleistung bei großem c_a ist er allen anderen Schlitzen überlegen. Im Anstellwinkelbedarf sind Schlitz V und VI etwas günstiger. Gemessen sind c_a -Werte bis 3,5, die c_a -Grenze hängt aber nur von der Größe der Absaugeleistung ab und kann nach früheren Versuchen mindestens bis über 5 gesteigert werden.

Die Ergebnisse des Klappenflügels sind hinsichtlich $c_{a\max}$ ähnlich, Messungen über $c_a = 3,8$ liegen nicht vor. Mit $\beta = 45$ und 60° (β s. Abb. 18) ist $c_a = 3,6$ bis $3,8$ erreicht worden, ohne Absaugung mit den gleichen β -Werten ungefähr $c_a = 2$. Schlitz I zeigt den angestrebten selbsttätigen Verschluss; IIa und IIb eine gesunde Strömung an der Klappe (geringster α -Bedarf). IIc ist eine Zwischenlösung, deren Strömungsverhältnisse zwischen denen von I und IIa liegen (s. dazu Abb. 18).

In Bodennähe lassen die $c_{a\max}$ -Werte des Klappenflügels stark nach (s. Abschn. VI a. E., wo auch eine Erklärung für das Verhalten gegeben ist).

Über den physikalischen Vorgang, der das Zustandekommen der ungewöhnlichen Strömungsformen und die Erreichung großer c_a -Werte ermöglicht, konnten einige Feststellungen gemacht werden (Abschn. V). Danach ist neben der eigentlichen »Grenzschichtabsaugung« (d. i. Wegnahme der gefährlichen, zur Ablösung der Strömung führenden, wandnahen Strömungsschicht) die »Senkenwirkung« stark beteiligt: die nach der Absaugestelle hin gerichtete Zusatzströmung, die Senkenströmung, verändert das gesamte Druckfeld entlang der Oberfläche vor und hinter der Absaugestelle in dem Sinne, daß die Ablösung weniger rasch eintritt (vgl. Abb. 14). Beide Erscheinungen sind an den wirklichen Vorgängen beteiligt und zu ihrem Verständnis erforderlich.

Überschlägige Betrachtungen (Abschn. VII) zeigen eine wenn auch teilweise nicht sehr große, flugtechnische Überlegenheit der beiden untersuchten Flügel über hochgezüchtete Profile ohne Absaugung mit Auftriebsklappen²³⁾. Erörtert sind: Geschwindigkeitsspanne, Gipfflug, Start- und Landestrecke.

Künftige Entwicklungsmöglichkeiten sind kurz erörtert.

IX. Zahlentafeln.

Tafel I. Dicker Flügel: Schlitz I.

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_p$
-10°	0,84	0,0083	0,0088	2,50
-10°	0,77	0,0092	0,0074	2,14
-10°	0,72	0,0098	0,0058	1,74
-10°	0,68	0,0107	0,00401	1,39
-10°	0,60	0,0115	0,00264	1,07
-10°	0,55	0,0128	0,00170	0,95
-10°	0,50	0,0135	0,00126	0,81
-10°	0,46	0,0139	0,00083	0,77
-10°	0,43	0,0150	0,00055	0,65

²³⁾ Für diese ist $c_{r\text{opt}} = 0,0095$ und $c_a = 2,4$ angenommen.

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_p$
$-0,1^\circ$	1,33	0,0096	0,00607	1,83
$-0,1^\circ$	1,34	0,0107	0,00495	1,59
$-0,1^\circ$	1,31	0,0095	0,00423	1,43
$-0,1^\circ$	1,30	0,0099	0,00341	1,25
$-0,1^\circ$	1,25	0,0112	0,00303	1,16
$+9,8^\circ$	2,27	0,0050	0,0178	5,46
$+9,8^\circ$	2,13	0,0060	0,0130	3,66
$+9,8^\circ$	2,06	0,0076	0,0092	2,50
$+9,8^\circ$	2,01	0,0092	0,0073	2,00
$+9,8^\circ$	1,97	0,0102	0,0065	1,81
$+9,8^\circ$	1,95	0,0111	0,0056	1,64
20°	2,70	0,0111	0,0099	2,58
20°	2,63	0,0101	0,0094	2,31
30°	3,41	0,0085	0,0154	4,3
30°	3,43	0,0079	0,0171	4,9
30°	3,52	0,0047	0,0213	6,9

Tafel II. Dicker Flügel: Schlitz II.

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_p$
-10°	0,66	0,0101	0,00369	1,18
-10°	0,60	0,0102	0,00282	1,05
-10°	0,58	0,0110	0,00229	0,99
-10°	0,56	0,0117	0,00181	0,91
-10°	0,55	0,0119	0,00147	0,85
-10°	0,52	0,0124	0,00114	0,80
-10°	0,49	0,0141	0,00097	0,77
-10°	0,48	0,0145	0,00084	0,74
-10°	0,47	0,0150	0,00063	0,69
-10° *	0,51	0,0130	0,00170	0,87
-10°	0,49	0,0154	0,00119	0,81
-10°	0,45	0,0157	0,00084	0,73
-10°	0,44	0,0180	0,00062	0,67
-10°	0,43	0,0194	0,00039	0,61
0°	1,33	0,0090	0,00421	1,27
0°	1,28	0,0100	0,00313	1,08
0°	1,25	0,0113	0,00254	0,97
$+9,8^\circ$	2,17	0,0062	0,0117	2,41
$+9,8^\circ$	2,12	0,0072	0,0090	1,95
$+9,8^\circ$	2,04	0,0076	0,0076	1,70
$+9,8^\circ$	2,02	0,0087	0,0068	1,56
$+10^\circ$	2,00	0,0082	0,0066	1,50
$+20^\circ$	2,69	0,0095	0,0100	1,94
$+30^\circ$	3,34	0,0095	0,0149	2,77

Tafel III. Dicker Flügel: Schlitz III.

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_p$
$-10,1^\circ$	0,64	0,0108	0,00385	1,13
$-10,1^\circ$	0,61	0,0114	0,00275	1,00
$-10,1^\circ$	0,55	0,0124	0,00192	0,90
$-10,1^\circ$	0,51	0,0131	0,00130	0,80
$-10,1^\circ$	0,49	0,0137	0,00086	0,75
$-9,9^\circ$ *	0,54	0,0140	0,00131	0,83
$-9,9^\circ$ *	0,48	0,0169	0,00053	0,68
$-0,1^\circ$	1,45	0,0084	0,00698	1,52
$-0,1^\circ$	1,36	0,0099	0,00423	1,19
$-0,1^\circ$	1,40	0,0088	0,00579	1,39
$-0,1^\circ$	1,31	0,0105	0,00312	1,02
0° *	1,32	0,0131	0,00355	1,13
0° *	1,30	0,0120	0,00357	1,12
0° *	1,26	0,0137	0,00281	1,01
0° *	1,25	0,0146	0,00268	0,98
$+9,8^\circ$	2,26	0,0043	0,0186	3,07
$+9,8^\circ$	2,18	0,0053	0,0132	2,26
$+9,8^\circ$	2,09	0,0071	0,0093	1,74
$+9,8^\circ$	2,00	0,0075	0,0065	1,39
$+9,8^\circ$	1,99	0,0095	0,0065	1,41
$+9,8^\circ$	1,95	0,0101	0,0057	1,30
$+9,8^\circ$	1,88	0,0111	0,0053	1,25
$+20^\circ$	2,63	0,0100	0,0093	1,62
$+30,3^\circ$	3,33	0,0066	0,0147	2,31

* Nachmessung.

Tafel IV. Dicker Flügel: Schlitz IV.

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_D$
-10°	0,64	0,0100	0,00395	1,08
-10°	0,59	0,0103	0,00263	0,95
-10°	0,52	0,0119	0,00167	0,83
-10°	0,47	0,0147	0,00106	0,72
-10°	0,42	0,0176	0,00066	0,65
-10°	0,40	0,0194	0,00040	0,60
+0,1°	1,38	0,0097	0,00482	1,21
+0,1°	1,34	0,0098	0,00389	1,10
+0,1°	1,29	0,0111	0,00326	1,03
+0,1°	1,28	0,0119	0,00290	0,98
+0,1°	1,26	0,0127	0,00256	0,92
+9,9°	2,13	0,0091	0,0107	1,75
+9,9°	2,09	0,0079	0,0087	1,56
+9,9°	2,03	0,0093	0,0073	1,42
+9,9°	2,00	0,0101	0,0060	1,27
+9,9°	1,98	0,0095	0,0056	1,21
+20°	2,68	0,0084	0,0099	1,54
+30°	3,29	0,0084	0,0144	1,91

Tafel V. Dicker Flügel: Schlitz V.

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_D$
-10°	0,84	0,0088	0,00775	1,15
-10°	0,77	0,0097	0,00538	0,93
-10°	0,72	0,0107	0,00377	0,77
-10°	0,62	0,0108	0,00237	0,59
-10°	0,56	0,0124	0,00162	0,50
-0,15°	1,64	0,0067	0,0093	1,28
-0,15°	1,58	0,0075	0,0069	1,01
-0,15°	1,51	0,0081	0,0056	0,89
+9,7°	2,36	0,0031	0,0205	2,46
+9,7°	2,28	0,0032	0,0181	2,02
+9,7°	2,26	0,0033	0,0161	1,78
+9,7°	2,20	0,0048	0,0126	1,41
+9,7°	2,15	0,0055	0,0101	1,25
+19,9°	3,05	0,0022	0,0233	2,66
+19,9°	2,99	0,0026	0,0195	2,21
+19,9°	2,93	0,0036	0,0172	1,91
+19,9°	2,89	0,0038	0,0158	1,75
+30°	3,67	0,0035	0,0350	4,13
+30°	3,69	0,0032	0,0320	3,69
+30°	3,62	0,0022	0,0284	3,16
+30°	3,64	0,0020	0,0267	2,94
+30°	3,57	0,0023	0,0257	2,82
+30°	3,57	0,0022	0,0247	2,08

Tafel VI. Dicker Flügel: Schlitz VI.

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_D$
-10°	0,69	0,0114	0,00386	0,77
-10°	0,60	0,0139	0,00241	0,60
-10°	0,51	0,0151	0,00168	0,51
-10°	0,51	0,0148	0,00152	0,49
-0,2°	1,44	0,0089	0,00712	1,00
-0,2°	1,37	0,0098	0,00562	0,86
+10°	2,17	0,0072	0,0113	1,25
+10°	2,12	0,0075	0,0102	1,15
+19,9°	2,86	0,0060	0,0157	1,46
+19,9°	2,86	0,0061	0,0150	1,40
+30°	3,57	0,0026	0,0224	1,85

Tafel VII. Dicker Flügel: Schlitz VII.

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_D$
-10°	0,57	0,0162	0,00540	0,82
-10°	0,53	0,0174	0,00380	0,74
-10°	0,47	0,0209	0,00236	0,64
-10°	0,42	0,0240	0,00167	0,56
+20°	2,90	0,0081	0,0221	1,55
+29,8°	3,67	0,0032	0,0594	2,37

Tafel VIII. Dicker Flügel: Schlitz VIII.

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_D$
-10°	0,68	0,0116	0,00393	1,17
-10°	0,59	0,0126	0,00258	0,98
-10°	0,53	0,0135	0,00168	0,86
-10°	0,49	0,0150	0,00105	0,76
-0,1°	1,37	0,0097	0,00488	1,32
-0,1°	1,32	0,0104	0,00388	1,16
-0,1°	1,29	0,0119	0,00314	1,07
-0,1°	1,24	0,0146	0,00253	0,95
-0,1°	1,18	0,0164	0,00224	0,90
+9,8°	2,02	0,0088	0,0074	1,58
+9,8°	1,97	0,0112	0,0060	1,37
+9,8°	1,93	0,0124	0,0054	1,25
+9,8°	1,89	0,0157	0,0046	1,14
+19,9°	2,61	0,0112	0,0090	1,57
+29,9°	3,25	0,0090	0,0131	2,06

Tafel IX. Klappenflügel: Klappe I. $\beta = 15^\circ$.

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_D$	c_{m_A}
12°	1,20	0,0300	0	—	—
24°	2,46	0,00736	0,01712	5,27	0,72
24°	2,36	0,01455	0,01240	3,04	—
24°	2,23	0,0227	0,00918	1,89	—
24°	1,46	0,0512	0	—	—
30°	2,78	0,0113	0,0190	5,32	—
30°	2,65	0,0165	0,01603	3,88	—
32,3°	2,92	0,0158	0,02103	5,5	—

Tafel X. Klappenflügel: Klappe I. $\beta = 30^\circ$.

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_D$	c_{m_A}
0°	1,04	0,0270	0,00320	1,64	—
0°	0,97	0,0333	0,00217	1,36	—
0°	0,97	0,0413	0,00145	1,15	—
0°	0,96	0,0465	0,00094	1,04	—
0°	0,93	0,0504	0,00068	0,95	—
0°	0,83	0,0574	0	—	—
12°	1,85	0,0269	0,00719	2,17	—
12°	1,74	0,0283	0,00471	1,59	—
12°	1,73	0,0365	0,00320	1,27	—
12°	1,68	0,0409	0,00229	1,08	0,68
12°	1,68	0,0570	0,00124	0,90	—
12°	1,52	0,0792	0	—	—
18°	2,227	0,0325	0,00963	2,48	—
18°	2,163	0,0327	0,00674	1,76	—
18°	2,103	0,0381	0,00434	1,23	—
18°	2,078	0,0467	0,00301	0,96	—
18°	1,85	0,0794	0	—	—
24°	2,83	0,0162	0,01775	4,01	—
24°	2,62	0,0279	0,01257	2,56	0,93
24°	2,49	0,0335	0,0089	1,54	—
24°	1,58	0,154	0	—	—
30°	3,35	0,0154	0,0232	4,63	—
30°	2,96	0,0267	0,0166	2,63	1,03
34,5°	3,47	0,0187	0,0258	4,28	—

Tafel XI. Klappenflügel: Klappe I. $\beta = 45^\circ$.

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_D$	c_{m_A}
0°	1,47	0,0542	0,00765	2,98	—
0°	1,36	0,0477	0,00538	2,56	—
0°	1,33	0,0513	0,00373	2,31	—
0°	1,26	0,0598	0,00240	1,89	—
0°	1,05	0,1262	0	—	—
12°	2,13	0,0464	0,0097	2,94	—
12°	2,08	0,0476	0,0068	2,41	0,76
12°	2,06	0,0543	0,00477	2,16	—
12°	2,04	0,0604	0,00411	2,07	—
12°	1,72	0,1158	0	—	—

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_D$	c_{mh}
18°	2,58	0,0415	0,0136	3,52	
18°	2,52	0,0492	0,0091	2,64	
18°	2,45	0,0547	0,0057	2,02	
19°	2,06	0,1276	0	—	
24°	3,09	0,0260	0,0217	4,83	
24°	3,05	0,0290	0,0195	4,31	1,01
24°	2,93	0,0307	0,0176	3,83	
24°	2,90	0,0321	0,0150	3,27	
24°	2,86	0,0405	0,0130	2,83	
24°	2,80	0,0466	0,01056	2,30	
24°	2,76	0,0580	0,00848	1,72	0,915
24°	2,70	0,0613	0,00804	1,62	
24°	1,40	—	0	—	
30°	3,36	0,0210	0,0246	4,63	
30°	3,31	0,0281	0,0219	3,95	
30°	3,15	0,0471	0,0166	2,35	
33°	3,58	0,0206	0,0277	4,68	1,23
33°	3,38	0,0335	0,0226	3,05	1,18
34,8°	3,79	—	0,0319	5,15	
34,8°	0,98	—	0,0309	2,23	

Tafel XII. Klappenflügel: Klappe I. $\beta = 55,6^\circ$.

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_D$	c_{mh}
0°	1,6	0,0624	0,00827	3,47	
0°	1,6	0,0634	0,00585	3,35	
0°	1,58	0,0631	0,00400	3,09	
0°	1,42	0,1395	0,00285	1,67	
0°	1,20	0,1708	0	—	
12°	2,32	0,0503	0,0097	3,47	
12°	2,28	0,0530	0,0067	3,12	
12°	2,25	0,0847	0,0048	2,70	0,86
12°	1,91	0,1473	0,0032	0,86	
12°	1,83	0,1612	0	—	
18°	2,76	0,0452	0,0141	3,96	
18°	2,72	0,0462	0,0094	3,22	
18°	2,61	0,0669	0,0057	2,55	
18°	2,40	0,0998	0,0053	1,24	
18°	2,17	0,1426	0	—	
24°	3,18	0,0366	0,0221	4,93	
24°	3,06	0,0400	0,0154	3,68	
24°	2,98	0,0511	0,0113	2,74	1,03
24°	2,82	0,0763	0,0090	1,81	
24°	1,39	—	0,0106	0,86	
30°	3,59	0,0310	0,0240	4,52	1,16
30°	3,30	0,0612	0,0170	2,44	
34,3°	3,71	0,0290	0,0275	3,93	

Tafel XIII. Klappenflügel: Klappe II a. $\beta = 15^\circ$.

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_D$	c_{mh}
0°	0,77	0,0074	0,0085	1,08	
0°	0,77	0,0092	0,0053	0,98	
0°	0,75	0,0126	0,0034	0,89	
0°	0,68	0,0142	0,0020	0,73	
0°	0,50	0,0232	0	—	
5°	1,16	0,0077	0,0052	0,96	
5°	1,13	0,0101	0,0034	0,84	
5°	1,08	0,0128	0,0020	0,66	
10°	1,51	0,0061	0,0102	1,14	
10°	1,47	0,0101	0,0063	0,97	0,54
10°	1,43	0,0140	0,0035	0,77	
10°	1,29	0,0203	0,0021	0,49	
10°	1,18	0,0274	0	—	0,38
20°	2,24	0,0034	0,0214	1,59	
20°	2,22	0,0052	0,0157	1,35	
20°	2,10	0,0112	0,0099	0,99	
20°	1,96	0,0185	0,0065	0,65	0,61
20°	1,72	—	0	—	
30°	2,89	0,0036	0,0311	1,84	
30°	2,84	0,0107	0,0224	1,33	
30°	1,06	—	0	—	
32,5°	3,10	0,0059	0,0344	1,93	0,99
32,5°	1,07	—	0	—	0,37

Tafel XIV. Klappenflügel: Klappe II a. $\beta = 30^\circ$.

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_D$	c_{mh}
0°	1,41	0,0046	0,0103	2,25	
0°	1,36	0,0079	0,0065	1,95	0,66
0°	1,31	0,0121	0,0047	1,67	
0°	1,20	0,0182	0,0036	1,26	
0°	1,14	0,0295	0,0038	0,93	
0°	0,83	0,059	0	—	0,40
10°	2,20	0,0032	0,0239	3,06	
10°	2,17	0,0053	0,0153	2,57	
10°	2,08	0,0091	0,0096	2,10	
10°	1,94	0,0118	0,0061	1,56	0,76
10°	1,79	0,046	0,0055	0,82	
10°	1,49	0,051	0	—	
20°	2,80	0,0066	0,0207	2,75	
20°	2,71	0,0102	0,0146	2,19	
20°	2,57	0,0216	0,0100	1,37	
20°	2,13	—	0,0099	0,74	
20°	1,85	—	0	—	
30°	3,40	0,0069	0,0314	3,16	
30°	3,27	0,0144	0,0238	2,27	
30°	1,14	—	0	—	
32,7°	3,64	0,0123	0,0331	2,79	1,13
32,7°	0,87	—	0	—	0,39

Tafel XV. Klappenflügel: Klappe II a. $\beta = 45^\circ$.

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_D$	c_{mh}
0°	2,04	0,0035	0,0185	3,96	1,00
0°	1,99	0,0036	0,0132	3,56	0,97
0°	1,84	0,0336	0,0093	2,14	0,87
0°	1,31	0,0788	0,0109	0,83	
0°	1,19	0,0801	0	—	0,57
10°	2,72	0,0035	0,0224	3,84	1,14
10°	2,69	0,0059	0,0157	3,28	
10°	2,59	0,0111	0,0112	2,57	
10°	1,90	0,0855	0,0144	1,00	
10°	1,75	0,0904	0	—	
20°	3,40	0,0041	0,0278	4,15	1,34
20°	3,31	0,0055	0,0217	3,56	1,29
20°	3,14	0,0123	0,0157	2,66	1,20
20°	2,51	0,0762	0,0216	1,48	
20°	1,86	0,1320	0	—	
29°	3,79	0,0099	0,0299	3,59	1,38
29,8°	1,43	—	0,0374	1,85	
29,8°	1,23	—	0	—	0,48

Tafel XVI. Klappenflügel: Klappe II a. $\beta = 60^\circ$.

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_D$	c_{mh}
0°	2,64	0,0030	0,0230	5,81	1,24
0°	2,66	0,0027	0,0224	5,75	

bei kleinerem c_Q pendelt Strömung zwischen angelegtem und abgelöstem Zustand hin und her

0°	1,84	0,1503	0	—	0,64
10°	3,32	0,0031	0,0262	5,32	
10°	3,26	0,0050	0,0195	4,34	1,40
10°	1,91	0,1612	0	—	
19,8°	3,82	0,0059	0,0283	5,11	1,56
20,2°	2,67	0,1700	0,0344	2,16	
23,5°	1,83	—	0,0343	1,8	
29,5°	1,26	—	0,0355	1,73	
30,0°	1,03	—	0,0355	1,58	
22,5°	1,46	—	0	—	0,51
30°	1,02	—	0	—	

Tafel XVII. Klappenflügel: Klappe II b.

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_D$
$\beta = 30^\circ$.				
20°	2,73	0,0120	0,0139	2,97
20°	2,62	0,0166	0,0096	1,96
25°	3,12	0,0100	0,0213	4,22
25°	2,93	0,0183	0,0152	2,52
30°	3,42	0,0134	0,0257	4,66
30°	3,30	0,0192	0,0219	3,50
32,2°	3,54	0,0167	0,0268	4,42

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_p$
$\beta = 45^\circ$				
20°	3,36	0,0081	0,0216	5,1
20°	3,15	0,0207	0,0152	3,32
25°	3,63	0,0125	0,0247	5,1
25°	3,57	0,0152	0,0228	4,55
29,2°	3,70	0,0156	0,0254	4,38
$\beta = 60^\circ$				
0°	2,64	0,0044	0,0135	5,7
6°	3,04	0,0066	0,0180	5,9
11,5°	3,27	0,0070	0,0214	6,4

Tafel XVIII. Klappenflügel: Klappe IIc. $\beta = 15^\circ$.

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_p$	c_{mh}
0°	0,82	0,0094	0,0086	1,24	
0°	0,79	0,0117	0,0055	1,01	
0°	0,72	0,0138	0,0032	0,83	
0°	0,66	0,0171	0,0017	0,64	
10°	1,53	0,0074	0,0104	1,41	
10°	1,45	0,0108	0,0062	1,03	
10°	1,38	0,0136	0,0039	0,80	0,47
10°	1,31	0,0164	0,0022	0,59	
32,8°	3,14	0,0082	0,0289	3,08	0,96

Tafel XIX. Klappenflügel: Klappe IIc. $\beta = 30^\circ$.

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_p$	c_{mh}
10°	1,98	0,0080	0,0112	3,29	
10°	1,86	0,0139	0,0072	2,46	
10°	1,74	0,0226	0,0043	1,77	0,66
10°	1,66	0,0320	0,0022	1,24	
15°	2,26	0,0098	0,0112	3,16	
15°	1,97	0,0293	0,0034	1,05	
20°	2,79	0,0076	0,0224	5,55	
20°	2,60	0,0126	0,0136	3,49	0,90
20°	2,52	0,0162	0,0098	2,47	
20°	2,45	0,0249	0,0078	1,77	
25°	3,06	0,0106	0,0221	5,13	
25°	2,86	0,0175	0,0152	3,26	
25°	2,68	—	0,0110	1,89	
30°	3,28	0,0180	0,0229	4,69	
30°	3,08	0,0266	0,0174	2,74	
32,5°	3,39	0,0203	0,0238	4,21	1,08

Tafel XX. Klappenflügel: Klappe IIc. $\beta = 45^\circ$.

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_p$	c_{mh}
10°	2,36	0,0230	0,0107	4,08	
10°	2,22	0,0350	0,0069	3,02	0,89
10°	2,14	0,0399	0,0043	2,33	
10°	1,78	—	0,0023	0,67	
20°	3,25	0,0196	0,0200	6,4	1,25
20°	2,89	0,0251	0,0123	3,79	
20°	2,74	0,0385	0,0092	2,70	
20°	2,67	0,0467	0,0066	1,91	0,95
25°	3,31	0,0260	0,0211	5,7	
25°	3,10	0,0341	0,0141	3,09	
30°	3,52	0,0297	0,0229	5,2	
30°	3,46	0,0374	0,0199	3,80	1,14
32,5°	3,66	0,0382	0,0246	4,50	1,17

Tafel XXI. Klappenflügel: Klappe IIc. $\beta = 60^\circ$.

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_p$	c_{mh}
10°	2,88	0,0210	0,0154	6,6	1,18
10°	2,69	0,0352	0,0108	4,73	
10°	2,64	0,0364	0,0072	3,71	
20°	3,39	0,0327	0,0178	5,9	
20°	3,24	0,0375	0,0127	3,86	1,22

α	c_r	$c_{w\infty}$	c_Q	$-c_p$	c_{mh}
25°	3,64	0,0341	0,0207	5,9	
25°	3,57	0,0385	0,0188	5,02	
27,6°	3,68	0,0406	0,0215	5,3	1,31

Tafel XXII. Klappenflügel: Klappe IIa.
Bodenabstand $a = 0,5$ t.

α	β	c_r	c_Q	$-c_p$
0°	30°	1,77	0,0075	1,49
0°	30°	1,64	0,0054	1,10
0°	30°	1,52	0,0050	0,63
0°	30°	1,23	0	—
5°	30°	2,02	0,0105	1,35
5°	30°	1,94	0,0074	0,90
5°	30°	1,81	0,0070	0,54
5°	30°	1,57	0	—
10°	30°	2,30	0,0163	1,38
10°	30°	2,27	0,01058	1,37
10°	30°	2,25	0,0118	0,86
10°	30°	1,79	0	—
15°	30°	2,54	0,0372	1,98
0°	45°	2,28	0,0156	2,19
0°	45°	2,17	0,0107	1,76
0°	45°	1,57	0	—
5°	45°	2,44	0,0196	2,11
5°	45°	2,36	0,0150	1,57
5°	45°	1,76	0	—
9,5°	45°	2,68	0,0318	2,36
9,5°	45°	1,96	0	—
0,8°	60°	2,55	0,0288	3,51
1,0°	60°	2,55	0,0288	3,46

Tafel XXIII. Klappenflügel: Klappe IIa.
Bodenabstand $a = 0,67$ t.

α	β	c_r	c_Q	$-c_p$	c_{mh}
10°	30°	2,20	0,0101	0,99	
10°	30°	1,79	0	—	
16,8°	30°	2,77	0,0324	2,15	
16,8°	30°	1,50	0	—	
12,8°	45°	2,86	0,0306	2,26	
12,8°	45°	1,70	0	—	
4,3°	60°	2,87	0,0300	3,69	
4,9°	60°	2,63	0,0305	2,44	
4,9°	60°	1,85	0	—	

Tafel XXIV. Klappenflügel: Klappe IIa.
Bodenabstand $a = 0,83$ t.

α	β	c_r	c_Q	$-c_p$	c_{mh}
15°	30°	2,54	0,0169	1,37	
15°	30°	1,95	0,0158	0,75	
15°	30°	1,79	0	—	
18,9°	30°	2,88	0,0336	2,26	
18,9°	30°	1,37	0	—	
10°	45°	2,65	0,0164	1,78	
10°	45°	2,07	0,0178	0,88	
14,3°	45°	2,93	0,0305	2,47	
0°	60°	2,66	0,0168	3,02	
0°	60°	1,75	0,0228	1,36	
0°	60°	1,64	0	—	
6,4°	60°	3,01	0,0300	3,86	
7,5°	60°	2,35	0,0330	2,55	
7,5°	60°	2,00	0	—	

Tafel XXV. Klappenflügel: Klappe IIa.
Bodenabstand $a = 1,5$ t.

α	β	c_r	c_Q	$-c_p$	c_{mh}
25,5°	30°	3,18	0,0312	2,41	1,06
21,8°	45°	3,30	0,0288	2,62	1,19
11,4°	60°	3,31	0,0265	4,26	1,33

Untersuchungen über die Größe des Abwindes hinter Tragflügeln mit rechteckigem und elliptischem Umriß.

Von H. Muttray,

Aerodynamische Versuchsanstalt, Göttingen.

Bei der praktischen Erprobung neuer Flugzeugmuster hat es sich wiederholt gezeigt, daß der vorausberechnete Einstellwinkel des Höhenleitwerks nicht die gewünschte Längsstabilität des Flugzeuges ergab. Der Grund der Unstimmigkeit dürfte meistens — wenn von einer Nichtübereinstimmung des Flugzeugschwerpunktes mit der angenommenen Lage abgesehen werden kann — in einer Fehlerhaftigkeit der verwendeten Formeln für die Berechnung des Abwindes hinter Tragflügeln zu suchen sein.

Weitere Fehlerquellen rühren von dem Flugzeugrumpf und von dem Schraubenstrahl her.

Um zu brauchbaren Unterlagen für Stabilitätsrechnungen zu gelangen, erschien es daher notwendig, die Abwindverhältnisse hinter Tragflügeln¹⁾ einer eingehenden, im wesentlichen experimentellen Untersuchung zu unterwerfen.

Gliederung.

- I. Theoretischer Teil.
- II. Experimenteller Teil.
 - 1. Versuchsdurchführung.
 - 2. Auswertung.
 - 3. Versuchsergebnisse.
 - a) Rechteckflügel, Profil-Nr. 387.
 - b) Rechteckflügel, Profil-Nr. 422.
 - c) Elliptischer Flügel, Profil-Nr. 387.
- III. Untersuchung über die Lage der Randwirbelkerne beim elliptischen Flügel.
 - 1. Versuchsdurchführung.
 - 2. Vergleich der gemessenen Lage der Randwirbelkerne mit einer theoretischen Berechnung nach Kaden-Betz.
- IV. Zusammenfassung.

I. Theoretischer Teil.

Die Richtung des Luftstromes an einer beliebigen Stelle hinter dem Tragflügel kann aus dem Wirbelsystem, durch das der Tragflügel ersetzt werden kann, und das dieser erzeugt — »gebundene Wirbel« und »freie Wirbel« —, berechnet werden. Ist die Auftriebs- bzw. Zirkulationsverteilung $\Gamma = f(x)$ über die Flügelspannweite bekannt, so hat der zwischen x und dx abgehende, sich bis ins Unendliche erstreckende freie Wirbel die Stärke

$$d\Gamma = \frac{\partial \Gamma}{\partial x} dx. \dots \dots \dots (1)$$

Das Strömungsfeld hinter dem Flügel, der hierbei als tragende Linie gedacht ist, ist somit durch eine unendliche Anzahl von einzelnen hufeisenförmigen Wirbeln mit gemeinsamer Symmetrielinie und gemeinsamer Achse der gebundenen Wirbel gekennzeichnet.

Jeder einzelne Wirbel des Wirbelsystems steht nun wieder unter dem Einfluß der übrigen Wirbel, sodaß das durch sie gebildete Wirbelband nicht in der Strömungsrichtung verläuft, sondern etwas gesenkt wird. Dieser Betrag ist jedoch so gering, daß er meist vernachlässigt werden kann.

Diese Absenkung des Wirbelbandes kann um so mehr vernachlässigt werden, als ein anderer in seinen einzelnen Phasen nicht genau bekannter Aufrollvorgang des Wirbelbandes²⁾ das Bild ohnedies stark verschiebt. Das Wirbelband ist nämlich instabil. Es rollt sich bereits kurz hinter dem Flügel zu zwei ausgeprägten Randwirbeln auf³⁾, so daß eine Wirbelverteilung entsteht, wie sie in Abb. 1 skizziert ist. Wenn die Auftriebsverteilung $\Gamma = f(x)$ über die Spannweite b des Flügels bekannt ist, so kann mit Hilfe des Im-

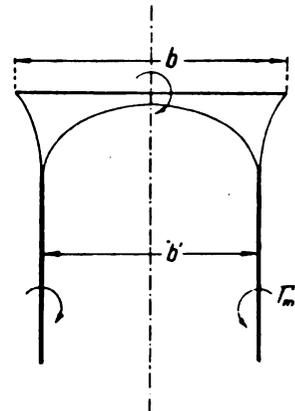


Abb. 1. Wirbelverteilung hinter einem Tragflügel.

pulsatzes der stationären Strömung der Abstand b' der ausgeprägten Randwirbel berechnet werden^{4) 5)}. Das Ergebnis der Rechnung ist die Beziehung

$$b' = \frac{1}{\Gamma_m} \int_{-b/2}^{+b/2} \Gamma dx \dots \dots \dots (2)$$

(Γ_m = Zirkulation in Flügelmitte).

Die Summe der Zirkulationen der freien Wirbel einer Flügelhälfte ist entsprechend Gl. (1) gleich der Zirkulation in Flügelmitte. Da während des Aufrollvorganges des Wirbelbandes keine Zirkulation verlorengeht⁶⁾, ist auch die Zirkulation der ausgebildeten Einzelrandwirbel gleich Γ_m .

Nimmt man nun an, daß die ausgebildeten Einzelrandwirbel bereits unmittelbar an der den Tragflügel ersetzenden tragenden Linie beginnen und nicht erst in einem Abstände hinter dem Tragflügel nach beendetem Aufrollvorgang des freien Wirbelbandes, so müssen wir auch die »gebundenen Wirbel« durch einen einzigen Wirbel von der Stärke Γ_m ersetzen. Wir gelangen dann zu einer Ersetzung des eingangs erläuterten theoretischen Wirbelsystems durch einen einzigen Hufeisenwirbel.

Die Berechnung des Abwindes ist dann sehr einfach und sie ergibt, wie wir sehen werden, Werte, die leidlich mit den gemessenen übereinstimmen. Die Werte liegen niedriger als diejenigen, die bei nicht aufgerolltem Wirbelband erhalten werden. Die Werte für das nicht aufgerollte Wirbelband stellen eine obere Grenze dar. Eine untere Grenze erhält man, wenn man annimmt, daß die Zirkulation gleichmäßig über die gesamte Flügelspannweite verteilt ist^{7) 8)}. Die Wirbelstärke ist dann $\bar{\Gamma}$.

Betrachten wir einen einfachen Hufeisenwirbel mit der Zirkulation Γ und dem Abstand a der freien Wirbel, so ergibt die Anwendung des Biot-Savartschen Gesetzes für einen Punkt der Symmetrielinie der Wirbelanordnung folgenden Ausdruck für die Störungsgeschwindigkeit w senkrecht zu der Ebene, in der die Wirbel liegen:

$$w = \frac{\Gamma}{\pi a} \left(1 + \frac{\sqrt{l^2 + \left(\frac{a}{2}\right)^2}}{l} \right)$$

¹⁾ Vgl. H. B. Helmbold, Über die Berechnung des Abwindes hinter einem rechteckigen Tragflügel. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Bd. 16 (1925) Nr. 15, S. 291.

²⁾ A. Betz, Verhalten von Wirbelsystemen. Z. angew. Math. Mech. Bd. 12 (1932) Nr. 3.

³⁾ Vgl. jedoch Fage and Simmons, An investigation of the air-flow pattern in the wake of an aerofoil of finite span, Phil. Trans. R. A. S. London, Series A, Vol. 225.

⁴⁾ Siehe Anm. 4.

⁵⁾ H. Glauert, The elements of aerofoil and airscrew theory, Kap. XII.

¹⁾ Vorläufig wurde nur der Tragflügel allein behandelt, d. h. von den Einflüssen des Flugzeugrumpfes und des Schraubenstrahles ist abgesehen worden. Jedoch sind Untersuchungen über den Abwind hinter »Tragflügel mit Rumpf« und »Tragflügel mit Rumpf und laufender Schraube« bereits eingeleitet worden.

²⁾ Vgl. H. Kaden, Aufwicklung einer instabilen Unstetigkeitsfläche. (Diss. Göttingen 1931.) Ing.-Arch. Jg. 2 (1931).

³⁾ Vgl. Prandtl, Tragflügeltheorie II.

(l = Entfernung des Punktes in Strömungsrichtung vom gebundenen Wirbel).

Setzen wir $a = b$ (untere Grenze) und führen den Abwindwinkel

$$\alpha_w = \frac{w}{v}$$

ein, wobei v die ungestörte Geschwindigkeit bedeutet, so bekommen wir

$$\alpha_w = \frac{\bar{\Gamma}}{\pi b v} \left(1 + \sqrt{1 + \left(\frac{b}{2l}\right)^2} \right)$$

Mit

$$\bar{\Gamma} = c_a \frac{F v}{2b}, \quad \alpha_i = \frac{c_a F}{\pi b^2} \quad \text{und} \quad \epsilon_l = \frac{l}{b/2},$$

wobei F = Flügelinhalt und

α_i = induzierter Anstellwinkel bei elliptischer Auftriebsverteilung ist,

erhalten wir

$$\frac{\alpha_w}{\alpha_i} = \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{1}{\epsilon_l^2}} \right) \dots \dots \dots (3)$$

Die Auswertung der Formel ergibt folgende Zahlentafel:

ϵ_l	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	1	2
$\frac{\alpha_w}{\alpha_i}$	2,08	1,4	1,21	1,06.

Man sieht, daß in großer Entfernung hinter dem Flügel sich der untere Grenzwert des Abwindwinkels dem Werte des Abwindwinkels am Orte eines Flügels mit elliptischer Auftriebsverteilung asymptotisch nähert.

Für einen Flügel mit elliptischer Auftriebsverteilung und nicht aufgerolltem Wirbelband (obere Grenze) erhält man für die Abwindbeiwerte auf der Symmetrielinie einen Integralausdruck^{9) 10)}, dessen Auswertung folgende Zahlen-tafel ergibt:

ϵ_l	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	1	2
$\frac{\alpha_w}{\alpha_i}$	3,23	2,43	2,22	2,06.

Man sieht, daß der obere Grenzwert des Abwindwinkels sich bei großer Entfernung hinter dem Flügel dem doppelten Betrage des Wertes am Orte des Flügels asymptotisch nähert.

Für den Flügel mit ausgeprägten Einzelrandwirbeln, dessen Abstand b' ist, erhält man mit

$$\frac{b'}{b} = \frac{\bar{\Gamma}}{\Gamma_m} = k \dots \dots \dots (4)$$

$$\frac{\alpha_w}{\alpha_i} = \frac{1}{2k^2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{k^2}{\epsilon_l^2}} \right) \dots \dots \dots (3')$$

Die Werte von $\frac{\alpha_w}{\alpha_i}$ gemäß Formel (3') sind in Abb. 2 für verschiedene k -Werte in Abhängigkeit von ϵ_l aufgetragen.

Es kommt somit nur noch darauf an, für einen gegebenen Tragflügel den zugehörigen k -Wert zu bestimmen.

Für einen Tragflügel mit elliptischer Auftriebsverteilung erhält man aus der Auftriebsverteilung

$$\Gamma = \Gamma_m \sqrt{1 + \left(\frac{x}{b/2}\right)^2}$$

und der Gl. (2) den Wert

$$k_{ell} = \frac{\pi}{4} = 0,785.$$

Bei Flügeln mit »Rechteckflügel-Auftriebsverteilung«, bzw. Flügeln mit rechteckigem Umriß und über die Spannweite konstantem Profil und Anstellwinkel, ist der k -Wert von dem durch den Auftriebsgradienten

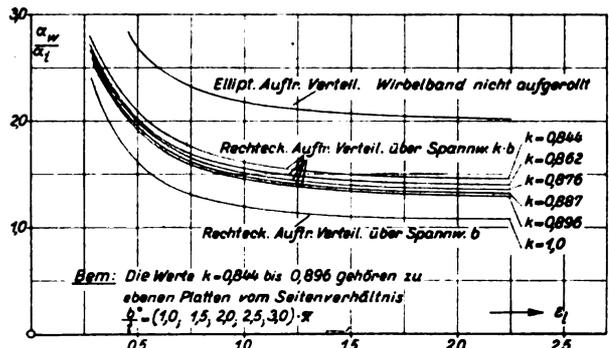


Abb. 2. Theoretische Abwindbeiwerte bei verschiedenem Abstand der Randwirbel.

$$n = \frac{d c_a}{d \alpha}$$

dividierten Streckungsverhältnis $\lambda = \frac{b}{l}$ des Flügels abhängig, da auch die Auftriebsverteilung von diesen Werten abhängt. In der Betz'schen Dissertation »Beiträge zur Tragflügeltheorie mit besonderer Berücksichtigung des einfachen rechteckigen Flügels«¹¹⁾ ist der Wert k als Funktion eines Ausdruckes L gegeben, der wie folgt lautet:

$$L = \frac{b}{l} \frac{4}{d c_a/d \alpha} \frac{A}{A_\infty} = \lambda \frac{4}{d c_a/d \alpha_\infty} \dots \dots \dots (5)$$

($d c_a/d \alpha$ = Auftriebsgradient des Flügels von endlichem Streckungsverhältnis; $d c_a/d \alpha_\infty$ = Auftriebsgradient bei unendlich großem Streckungsverhältnis des Flügels.)

Setzen wir

$$\frac{d c_a}{d \alpha_\infty} = 2 \pi,$$

d. h. gleich dem theoretischen Auftriebsgradienten für ebene Platten von unendlicher Länge, so errechnet sich das zugehörige Seitenverhältnis zu

$$\lambda = \frac{b}{l} = \frac{\pi}{2} L \dots \dots \dots (6)$$

Bei Glauert¹²⁾ und Helmbold¹³⁾ sind die von Betz errechneten k -Werte als Funktion von L nach der Formel (6) für verschiedene Seitenverhältnisse umgerechnet. Von dieser Näherung kann jedoch abgesehen werden, da Betz den Wert L für Rechteckflügel-Auftriebsverteilung auch noch als Funktion von $\frac{b}{l} \frac{1}{d c_a/d \alpha}$ angibt. Dementsprechend ist in der

Abb. 3 k als Funktion von $L, \frac{b}{l}$ (wobei $\frac{d c_a}{d \alpha_\infty} = 2 \pi$) und $b \cdot \frac{1}{l \cdot d c_a/d \alpha}$ angegeben.

II. Experimenteller Teil.

1. Versuchsdurchführung.

Zur Messung des Abwindwinkels wurde ein sog. »Zweifinger-Abwind-Meßgerät«¹⁴⁾ verwandt, das im allgemeinen

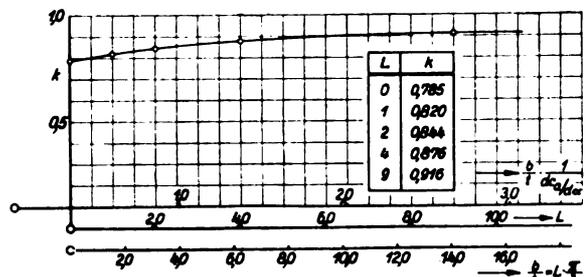


Abb. 3. Abstand der Randwirbel bei Rechteckflügeln.

¹¹⁾ Diss. Göttingen, 1919.
¹²⁾ Siehe Anm. 8.
¹³⁾ Siehe Anm. 4.
¹⁴⁾ Kröner, Z. VDI Bd. 61 (1917) Nr. 29, S. 606.

⁹⁾ Siehe Anm. 4.
¹⁰⁾ Siehe Anm. 8.

eine Meßgenauigkeit von etwa $\pm 0,1^\circ$ ergab. Zwei im Winkel von etwa 90° zueinander ausgerichtete übereinander liegende Pitotröhrchen waren über ein Schrägrohr-Manometer miteinander verbunden. Die Röhrchenanordnung wurde so lange verdreht, bis die Druckdifferenz Null im Manometer auftrat. Der Abwindwinkel konnte dann unmittelbar an einer Skala abgelesen werden. Hierzu mußte vorher allerdings die Summe der Schränkungswinkel zwischen der aerodynamischen Nullrichtung der Röhrchenanordnung und dem Zeiger einerseits und dem Nullpunkt der Skala des Lagerbockes andererseits durch einen besonderen Versuch¹⁵⁾ ermittelt werden. Das Meßgerät war auf einer außerhalb des Luftstromes aufgestellten Verschiebe-einrichtung montiert, die einen beliebigen Punkt hinter dem Flügel anzuschneiden gestattete. Die Messung fand im 2,25-m-Windkanal der AVA Göttingen bei einer Anblasgeschwindigkeit von $v = 30$ m/s statt.

Insgesamt wurden an drei Flügeln Messungen vorgenommen¹⁶⁾. Die Flügel sind durch folgende Daten gekennzeichnet:

1. Rechteckflügel, Profil-Nr. 387, $t = 20$ cm, $\lambda = 5$,
2. Rechteckflügel, Profil-Nr. 422, $t = 20$ cm, $\lambda = 5$,
3. Flügel mit elliptischem Umriß, Profil-Nr. 387, $t_{max} = 25,55$ cm, $\lambda = 5$, gleicher Flächeninhalt wie bei den Rechteckflügeln.

Gemessen wurden in dem Strömungsfeld hinter dem Flügel die Abwindwinkel auf jeweils mehr oder weniger zahlreichen Achsen, die parallel zum Luftstrom in Symmetrieebene des Flügels (Längsachsen), parallel zur Spannweite des Flügels (Querachsen) und senkrecht zu den oben genannten Achsen (Hochachsen) lagen und bei Modell 1 hierzu die Lage der Randwirbelkerne, alles bei Änderung des Anstellwinkels; ferner die Polaren der Flügel, die bei dem Flügel mit elliptischem Umriß mit und ohne Turbulenzgitter gemessen wurden. Die Abwindwinkelmessungen wurden in Etappen ausgeführt, zwischen denen größere Zeitabschnitte lagen. Es wurde daher nach Abschluß der Messungen noch eine Wiederholungsmessung durchgeführt, bei der bei wachsendem Anstellwinkel lediglich auf der Symmetrie-Längsachse in Höhe des Flügel-Druckmittelpunktes gemessen wurde, so daß schnell ein Querschnitt durch die gesamten vorher erfolgten zahlreichen Messungen gewonnen werden konnte. Es wurde befriedigende Übereinstimmung mit den vorangegangenen Messungen erzielt.

2. Auswertung.

Außer der in Abschnitt II, 1 bereits erwähnten durch das Meßgerät bedingten konstanten Korrektur mußte an dem abgelesenen Abwindwinkel noch ein zweiter Korrekturwinkel angebracht werden, der mit der endlichen Begrenzung des Versuchsstrahldurchmessers zusammenhing.

Infolge des endlichen Strahldurchmessers erfährt der gesamte Luftstrahl durch den Tragflügel bekanntlich eine Ablenkung, die am Orte des Flügels halb so stark wie weit hinter dem Flügel ist. Das Maß der Ablenkung kann für den Ort des Flügels und für Punkte weit hinter dem Flügel errechnet werden, wenn wir zu beiden Seiten des Strahles gespiegelte freie Wirbel annehmen. Es ist hierzu nicht notwendig, den Tragflügel durch das bandförmige Wirbelsystem zu ersetzen, sondern, wenn die Spannweite des Tragflügels kleiner als $\frac{3}{4}$ des Strahldurchmessers ist, genügt es von konstanter Auftriebsverteilung über die Spannweite des Flügels auszugehen¹⁷⁾. Für diesen Fall erhält man durch Anwendung des Biot-Savartschen Gesetzes auf die gespiegelten Wirbel den Korrektur-Abwindwinkel am Orte des Tragflügels in Flügelmitte zu

$$\varphi_0 = \frac{c_a}{8} \frac{F}{F_0}$$

wobei F = Flächeninhalt des Flügels und F_0 = Strahlquerschnitt ist. Geht man hingegen von elliptischer Auftriebsverteilung aus, so erhält man z. B. für die Verhältnisse im 2,25-m-Windkanal der Göttinger Versuchsanstalt ($F = 0,2$ m², $b = 1,0$ m, Strahlhalbmesser $R = 1,125$ m) den Wert¹⁶⁾

$$\varphi_{0\text{ell}} = \frac{c_a}{8} \frac{F}{F_0} 1,009,$$

also noch nicht 1% Unterschied.

Der Ausdruck für den Korrektur-Abwindwinkel auf der Strahlachse als Funktion des Abstandsbeiwertes $\epsilon_l = \frac{l}{b} z$ ergibt sich auf dem gleichen Wege für rechteckige Auftriebsverteilung über die gesamte Flügelspannweite zu angenähert

$$\varphi = \varphi_0 \left(1 + \frac{\epsilon_l}{\sqrt{\epsilon_l^2 + m^4}} \right), \dots \dots \dots (7)$$

wobei $m = \frac{R}{b/2}$ ist. Eine genaue Theorie fehlt bisher¹⁹⁾.

Bezogen auf den induzierten Anstellwinkel α_i für elliptische Auftriebsverteilung bekommen wir damit

$$\frac{\varphi}{\alpha_i} = \frac{1}{2 m^2} \left(1 + \frac{\epsilon_l}{\sqrt{\epsilon_l^2 + m^4}} \right) \dots \dots \dots (8)$$

Geht man schließlich statt von einer konstanten Auftriebsverteilung über die gesamte Flügelspannweite nur von einer solchen über die Spannweite $b' = k b$ aus, so erhält man den Ausdruck

$$\frac{\varphi'}{\alpha_i} = \frac{1}{2 m^2} \left(1 + \frac{\epsilon_l}{\sqrt{\epsilon_l^2 + \frac{m^4}{k^2}}} \right) \dots \dots \dots (9)$$

Der Unterschied der beiden letztgenannten Ausdrücke ist jedoch nicht bedeutend. Bei der Berechnung der Abwindwinkelkorrekturen wurde daher nur von den Ausdrücken (7) und (8) Gebrauch gemacht.

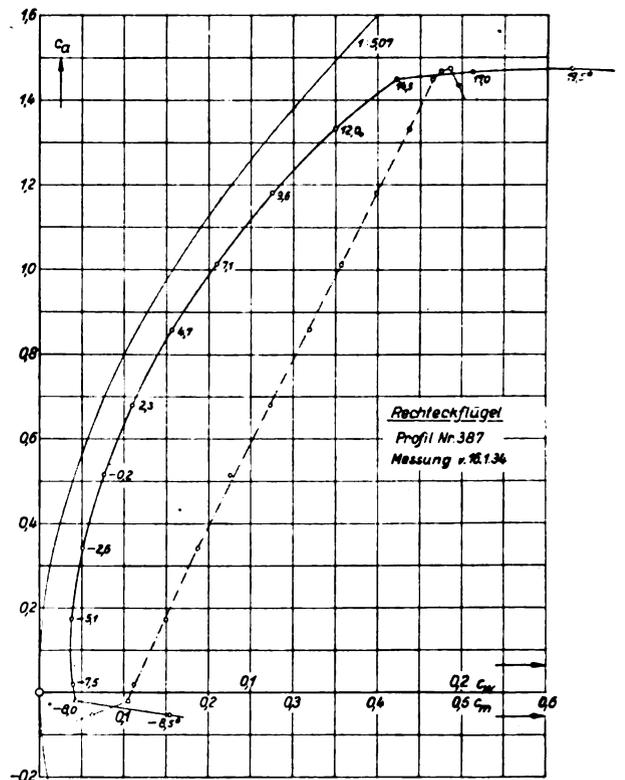


Abb. 4. Polare des Rechteckflügels 1:5 Profil 387.

¹⁵⁾ Luftfahrtforschung, Bd. 2, Nr. 4, S. 204.

¹⁶⁾ Die Messungen wurden von den Herren L. Maxen und F. Freytag, die Auswertung im wesentlichen von L. Maxen allein durchgeführt.

¹⁷⁾ Siehe Anm. 8.

¹⁸⁾ Vgl. I. Lieferung d. Ergebnisse d. AVA zu Göttingen.

¹⁹⁾ Anmerkung bei der Drucklegung: Diese ist inzwischen von Erl. Dr. J. Lotz aufgestellt worden. Die in dieser Arbeit mitgeteilten Meßwerte ändern sich bei Anwendung der exakten theoretischen Korrektur-Werte jedoch nur in vernachlässigbar kleinen Grenzen.

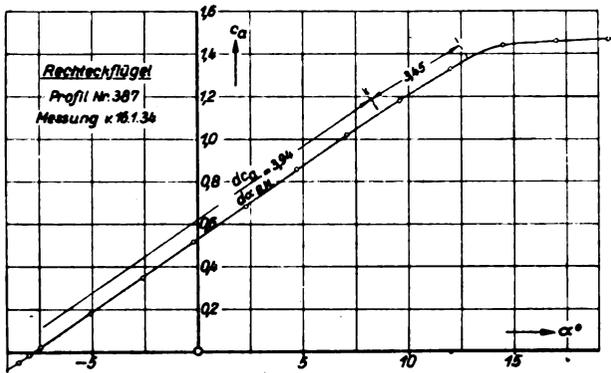


Abb. 5. Rechteckflügel: Abhängigkeit des Auftriebsbeiwertes vom Anstellwinkel.

8. Versuchsergebnisse.

a) Rechteckflügel, Profil-Nr. 387.

Die Ergebnisse der Luftkraftmessungen sind in Abb. 4 und 5 dargestellt, wobei in Abb. 5 noch die Werte von $\frac{d c_a}{d \alpha}$ im Bogenmaß angeschrieben sind.

Abwindwinkelmessungen wurden bei den Anstellwinkeln $\alpha = -3,1^\circ, -0,2^\circ, +4,2^\circ, +8,6^\circ, +12,5^\circ$ und $+14,0^\circ$ auf jeweilig mehr oder weniger zahlreichen Längs-, Hoch- und Querachsen durchgeführt. Als Beispiel werden die Messungen beim Anstellwinkel $\alpha = 8,6^\circ$ bzw. bei $c_a = 1,065$ gebracht (Abb. 6 ÷ 8). Der Verlauf der Abwindbeiwerte $\frac{\alpha_w}{\alpha_i}$ auf den einzelnen Achsen war bei allen Anstell-

winkeln ähnlich, so daß es nicht nötig erscheint, sämtliche Meßergebnisse zu bringen. Es werden lediglich außer den Messungen bei $\alpha = 8,6^\circ$ noch von allen untersuchten Anstellwinkeln die Werte der Längsachsen durch den Ursprung des gewählten Koordinatensystems gebracht (Abb. 9). Diese Werte wurden zum Teil unmittelbar gemessen, zum Teil durch Interpolation gefunden.

Die in den Abbildungen benützten Bezeichnungen haben folgende Bedeutung:

- l = Entfernung des Meßpunktes vom gebundenen Wirbel in Richtung der Längsachse stromabwärts;
- q = Entfernung des Meßpunktes von der Symmetrieebene des Flügels in Richtung der Querachse (+ q = Steuerbordflügel);
- h = Entfernung des Meßpunktes in Richtung der Hochachse (+ h = Saugseite, - h = Druckseite);
- $\epsilon_l = \frac{l}{b/2}, \epsilon_q = \frac{q}{b/2}, \epsilon_h = \frac{h}{b/2}$ = Abstandsbeiwerte;

$\frac{\alpha_w}{\alpha_i}$ = Abwindbeiwert.

Der Ursprung des Koordinatensystems liegt auf der Symmetrieebene des Flügels in dem »gebundenen Wirbel«, der bei jedem Anstellwinkel als im Druckmittelpunkt des Flügels auf der Skelettlinie des Profils liegend angenommen wurde.

Abb. 6 bringt die experimentell gewonnenen Abwindbeiwerte für vier Querachsen.

In Abb. 7 sind außer den experimentellen Werten für sechs Hochachsen die theoretischen für eine Hochachse im Abstand $\epsilon_l = 1,0$ aufgenommen worden. Der Ausdruck hierfür lautet:

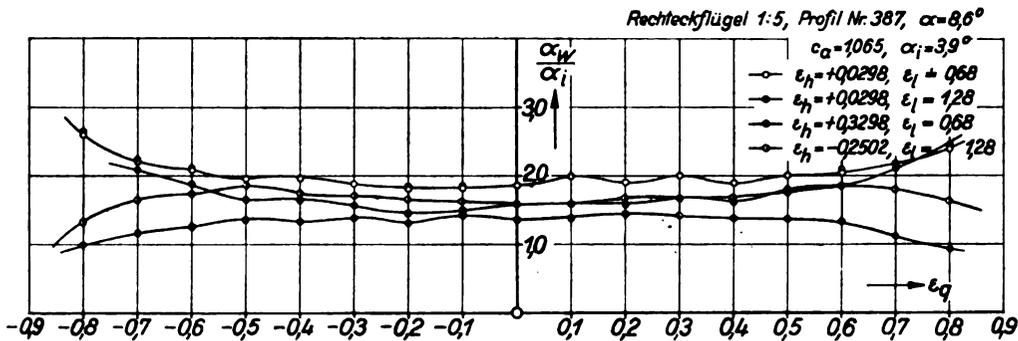


Abb. 6. Rechteckflügel: Abwindbeiwerte für 4 Querachsen.

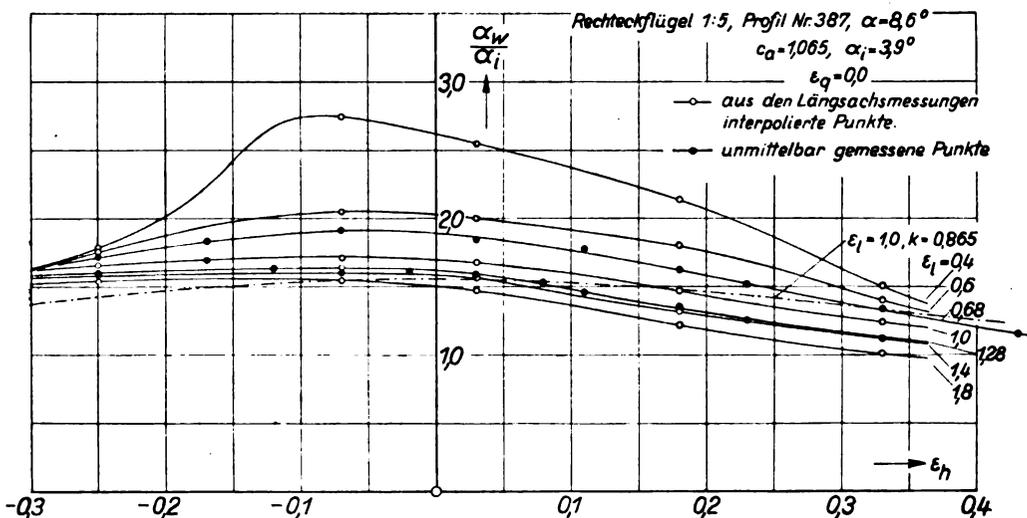


Abb. 7. Rechteckflügel: Abwindbeiwerte für 6 Hochachsen in Flügelsymmetrieebene.

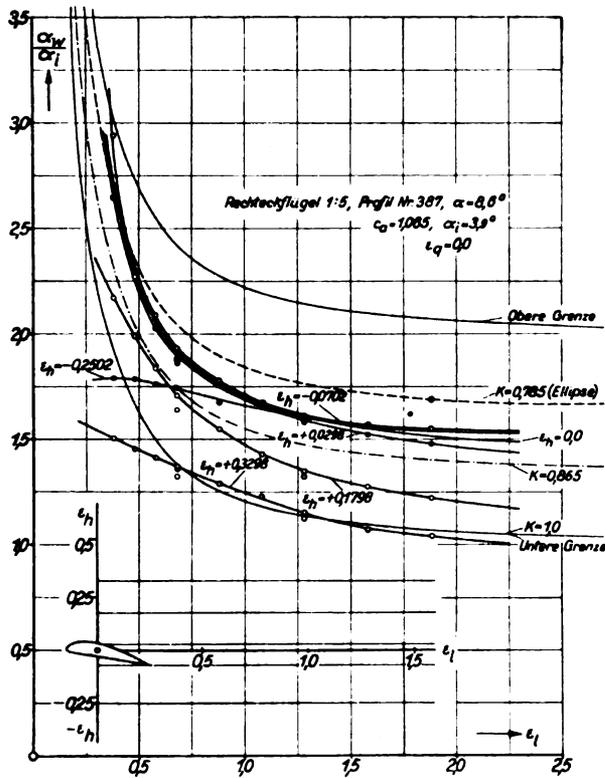


Abb. 8. Rechteckflügel: Abwindbeiwerte für 6 Längsachsen in Flügelsymmetrieebene.

$$\frac{\alpha_w}{\alpha_i} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\epsilon_h^2 + k^2} + \frac{1}{\sqrt{\epsilon_h^2 + k^2 + 1}} \left(\frac{1}{\epsilon_h^2 + k^2} + \frac{1}{\epsilon_h^2 + 1} \right) \right] \cdot \left(1 + \frac{c_a}{\pi} \frac{F}{b^2} \frac{\epsilon_h}{\epsilon_h^2 + 1} \sqrt{\epsilon_h^2 + k^2 + 1} \right) \quad (10)$$

wenn das theoretische Wirbelsystem durch einen Hufeisenwirbel mit dem Randwirbelabstand $a = kb$ ersetzt wird. Der Nenner unterscheidet sich von 1 fast gar nicht, so daß mit dem Zähler allein ausgewertet werden konnte.

Abb. 8, die die Abwindbeiwerte für sechs übereinander liegende Längsachsen bringt, enthält noch die zur ϵ_i -Achse durch den Koordinatenursprung gehörenden theoretischen Kurven für:

- a) »obere Grenze«,
- b) »untere Grenze«,
- c) elliptische Auftriebsverteilung, Wirbelband aufgerollt, $k = 0,785$,
- d) Rechteckflügel-Auftriebsverteilung, Wirbelband aufgerollt, k ermittelt bei der vereinfachten Annahme, daß der Auftriebsgradient $dc_a/d\alpha_\infty$ des Flügels gleich 2π sei ($k = 0,865$ für $\lambda = 5$).

In Abb. 9 sind außer den bereits genannten theoretischen Längsachskurven noch vier weitere theoretische Kurven gestrichelt aufgenommen worden, die mit k -Werten für Rechteckflügel-Auftriebsverteilung nach Betz errechnet wurden (s. Abschnitt I).

Bei den auf den Querachsen gemessenen Abwindkurven (Abb. 6) fällt auf, daß sie einen merkwürdig wellenartigen Verlauf haben, der anscheinend um so stärker ausgeprägt ist, je kleiner der Anstellwinkel ist. Die Falten liegen in Strömungsrichtung, so daß auf Längsachsen gemessene Kurven diesen wellenartigen Charakter nicht haben und Kurven von hintereinanderliegenden Querachsen parallel ausgerichtet sind. Die Erscheinung dürfte damit zusammenhängen, daß auch der vorgegebene Freistrahle des 2,25-m-Windkanals nicht unerhebliche Änderungen der Strömungsrichtung über den Querschnitt aufweist.

Sieht man von der Welligkeit der Kurven ab, so kann über ihren allgemeinen Verlauf folgendes ausgesagt werden:

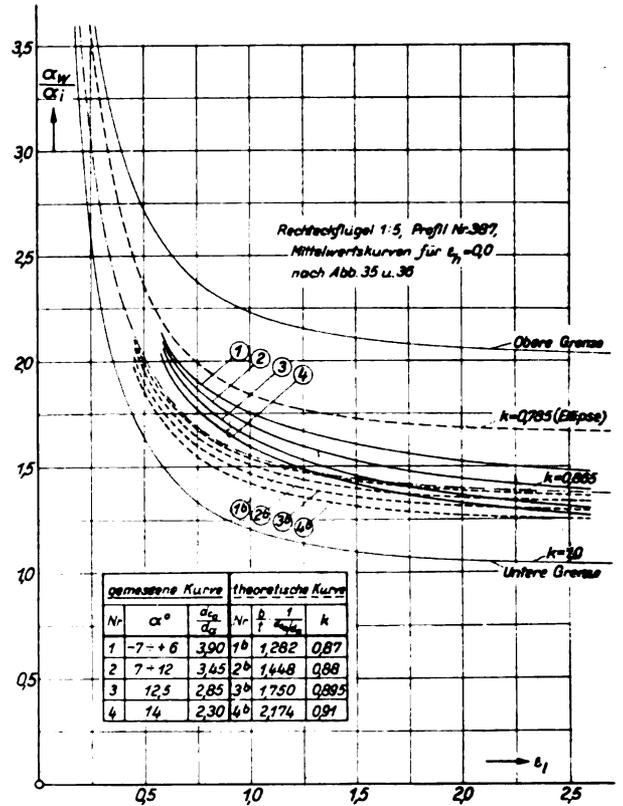


Abb. 9. Rechteckflügel: Experimentelle und theoretische Abwindbeiwerte für die Längsachse durch den Koordinatenursprung bei verschiedenem Anstellwinkel.

bis etwa $\epsilon_q = \pm 0,6$ ist ein geringes Ansteigen der Abwindwinkel im Betrage von ungefähr $0,2\alpha_i$, d. h. im Maximum etwa 1° , festzustellen. Im Bereiche der Spannweite des Leitwerkes eines Flugzeuges, d. i. im Bereiche von $\epsilon_q = \pm 0,25$, ist jedoch praktisch keine Änderung des Abwindwinkels vorhanden. Es ist daher auch auf die Eintragung einer theoretischen Kurve in das Diagramm verzichtet worden. Oberhalb $\epsilon_q = \pm 0,6$ fällt der Abwindwinkel, wenn sich die Querachse ober- oder unterhalb des Flügels befindet; er steigt, wenn die Querachse die Randwirbel schneidet.

Die Hochachskurven (Abb. 7) zeigen entsprechend sämtlichen aufgenommenen Hochachsdigrammen, daß auf der Druckseite die gemessenen Werte etwas höher liegen als die theoretischen, wobei der Verlauf der experimentell ermittelten Kurven etwa der gleiche wie der der theoretisch berechneten ist. Auf der Saugseite hingegen ist mit wachsendem ϵ_h -Wert ein stärkerer Abfall der experimentellen Werte zu finden als die theoretische Kurve angibt. Vielleicht kann diese Erscheinung mit der Nachlaufströmung erklärt werden, die sich wie ein Keil zwischen die oberhalb und unterhalb des Flügels entlang streichende Luft einschleibt und insbesondere aus abgebremsten Teilen der oberhalb des Flügels entlang gestrichenen Luft besteht.

Das Diagramm der auf den Längsachsen gemessenen Abwindkurven für $\alpha = 8,6^\circ$ (Abb. 8) zeigt folgendes:

Es sind bei kleinen ϵ_h -Werten ($\epsilon_h = -0,0702$ und $+0,0298$) zwei Kurven aufgenommen worden, die annähernd zusammenfallen und damit sich auch ungefähr mit der Kurve für $\epsilon_h = 0,0$ decken. Diese Kurven liegen etwa in der Mitte der »theoretischen« Kurven für $k = 0,785$ (elliptische Auftriebsverteilung, Wirbelband aufgerollt) und $k = 0,865$ (Rechteckflügel-Auftriebsverteilung, Wirbelband aufgerollt), so daß sie durch Einführung eines Wertes $k = 0,825$ vorausberechnet werden könnten. Die prozentuale Abweichung der gemessenen Werte von den mit $k = 0,865$ berechneten theoretischen beträgt etwa 10%.

Die steilere Lage der experimentell ermittelten Kurve in Modellnähe gegenüber der mit der Annahme eines Hufe-

eisenwirbels berechneten Kurve ist hauptsächlich auf den noch nicht vollendeten Aufrollvorgang des Wirbelbandes in Modellnähe zurückzuführen. Dadurch nähern sich die Werte der oberen Grenze. Ein weiterer Grund kann in der endlichen Flügeltiefe liegen. Bei der Aufstellung der Formeln war der Flügel bekanntlich durch eine tragende Linie ersetzt worden.

Die Auftragung der Abwindbeiwerte über den Längsachsen für $\epsilon_h = 0,0$ bei wachsendem Anstellwinkel (Abb. 9) läßt erkennen, daß in der Lage der Kurven im Diagramm eine bestimmte Gesetzmäßigkeit vorhanden ist; die Kurven für die kleinen Anstellwinkel, für die $n = \frac{dc_a}{d\alpha} = \text{konst.}$ ist, also bis etwa zu $c_a = 0,9$, fallen fast genau übereinander. Diese Kurven liegen am höchsten, und zwar nähern sie sich der theoretischen Kurve für $k = 0,785$ bei $\epsilon_l = 0,5$ und fallen bei $\epsilon_l = 2,0$ zwischen die Kurven für $k = 0,785$ und $0,865$. Die Kurve für $\alpha = 14^\circ$ hingegen schneidet bereits die theoretische Kurve mit $k = 0,865$. Zieht man die theoretischen Kurven für k -Werte, die nach dem genaueren Verfahren von Betz in das Diagramm eingezeichnet wurden, zum Vergleich heran, so fallen auch die theoretischen Kurven mit größeren Anstellwinkeln tiefer. Es ist also ein durch die Theorie bereits festgelegtes Verhalten der Lage der Kurven festzustellen. Auffallend aber ist, daß die Abweichung der experimentell ermittelten Kurven von den gestrichelt eingezeichneten theoretischen bedeutend größer ist, als von den voll ausgezogenen theoretischen. Da k nun dem Abstand der Randwirbel voneinander proportional ist, wäre somit auf einen kleineren Randwirbelabstand, als die Theorie voraussagt, zu schließen.

Die Messungen des Randwirbelabstandes beim Flügel mit elliptischem Umriß werden aber erweisen, daß der Randwirbelabstand in Wirklichkeit nicht kleiner, sondern größer ist. Es bedarf daher noch weiterer Untersuchungen, um zu einer theoretischen mit dem Experiment übereinstimmenden Abwindformel zu gelangen.

b) Rechteckflügel, Profil-Nr. 422.

Abb. 10 zeigt das der I. Lieferung der »Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen« entnommene Polardiagramm für den Rechteckflügel, Profil-Nr. 422.

Eine Abwindwinkelmessung auf mehreren Achsen wurde (in zwei Meßabschnitten) nur bei den Anstellwinkeln $\alpha = 4,2^\circ$ und $8,1^\circ$ durchgeführt. Der Verlauf sämtlicher

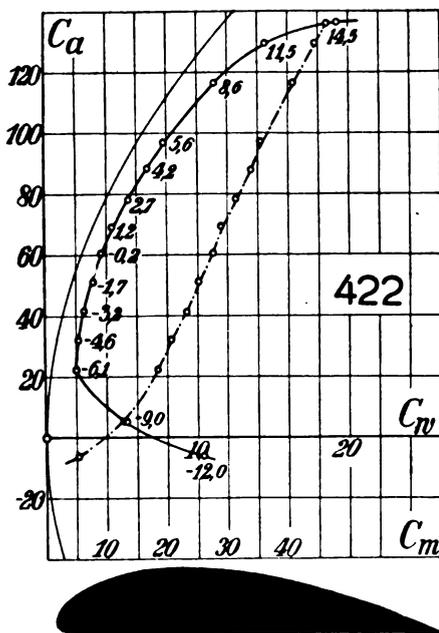


Abb. 10. Polardiagramm für den Rechteckflügel, Profil Nr. 422.

Auftragungen der Abwindbeiwerte über den jeweiligen Achsen war der gleiche wie bei dem Rechteckflügel Nr. 387, so daß auf eine Mitteilung der einzelnen Diagramme verzichtet werden kann.

Über die Größe der Abwindbeiwerte von Profil-Nr. 422, verglichen mit denjenigen von Profil-Nr. 387, kann folgendes ausgesagt werden, wenn der Einfachheit halber nur die in Flügelsymmetrieebene aufgenommenen Längsachskurven für $\epsilon_h = 0,0$ verglichen werden: Die bei $\alpha = 4,2^\circ$ und $8,1^\circ$ aufgenommenen Längsachskurven unterscheiden sich in Modellnähe im Maximum nur etwa um $0,3^\circ$, so daß wir mit einer mittleren Kurve für beide Anstellwinkel rechnen können. Trüge man diese gemittelte Kurve in das Diagrammblatt Abb. 9 ein, so liegt die Kurve bis $\epsilon_l = 1,5$ etwa zwischen den Kurven (1) und (2) und nähert sich dann bei größeren ϵ_l -Werten mehr der Kurve (1). Da der Kraftmessung entnommene mittlere Wert von $n = \frac{dc_a}{d\alpha} = 3,45$ ist — entsprechend Kurve (2) —, so kann man von einer für die praktischen Bedürfnisse guten Übereinstimmung der Abwindbeiwerte von Profil-Nr. 387 und 422 sprechen. Diese Aussage dürfte ohne Zweifel für alle ähnlichen Profile gelten.

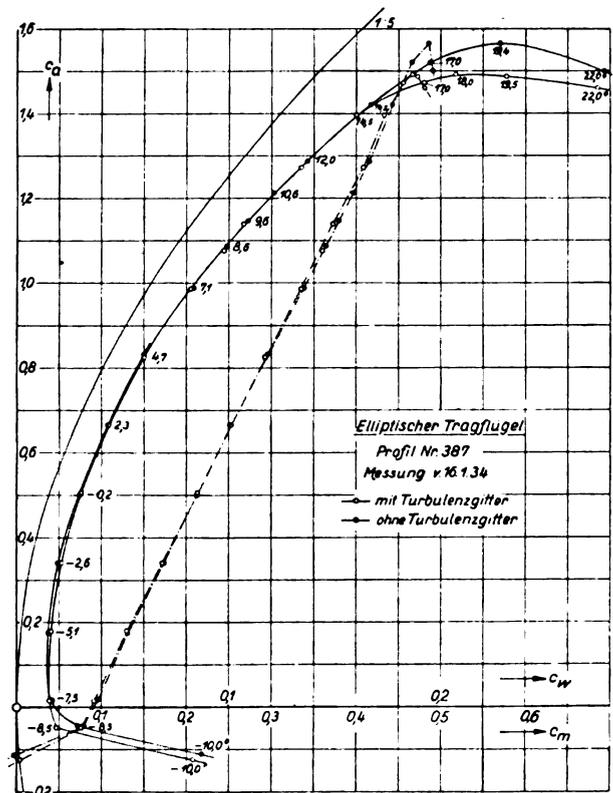


Abb. 11. Polare des elliptischen Flügels 1:5, Profil 387.

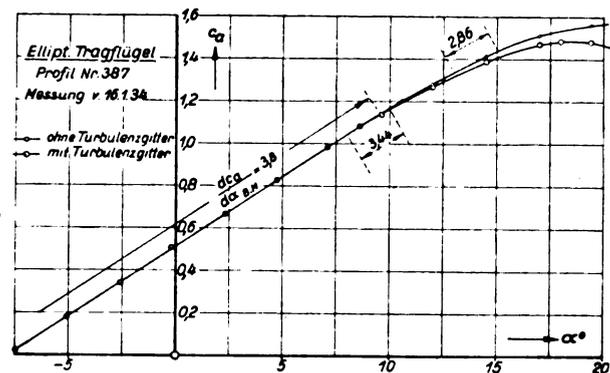


Abb. 12. Elliptischer Flügel: Abhängigkeit des Auftriebsbeiwertes vom Anstellwinkel.

c) Elliptischer Flügel, Profil-Nr. 387.

Abb. 11 und 12 zeigen die Ergebnisse der Luftkraftmessungen.

Die Abwindmessungen an dem elliptischen Flügel teilen sich wieder in eine »erste Messung« und in eine »Nachmessung«. Hierzu kommt eine Abwindmessung auf mehreren Längsachsen bei $\alpha = 8,6^\circ$, die bei Einschaltung eines Turbulenzgitters in den Luftstrom durchgeführt wurde. Diese Messung wurde vorgenommen, da sich bei der Messung ohne Turbulenzgitter herausgestellt hatte, daß die Längsachs-Abwindkurven sich von der vorangegangenen Rechteckflügelmessung ziemlich stark unterschieden, so daß auf eine

Die Versuchsergebnisse sind in den Abb. 13 bis 17 enthalten.

Wie Abb. 13 zeigt, bringen die Querachsmessungen grundsätzlich nichts neues.

Bei den Hochachsmessungen (Abb. 14) ist die Nichtübereinstimmung mit den theoretischen Kurven viel größer als beim Rechteckflügel. Eine Ähnlichkeit besteht nur insofern, als hier die Abweichungen im Strömungsfeld unterhalb der Druckseite des Flügels stärker als auf dem saugseitigen Strömungsfeld sind.

Hinsichtlich der Messungen auf den Längsachsen möge die Besprechung auf die gemittelte Messung von Abb. 17

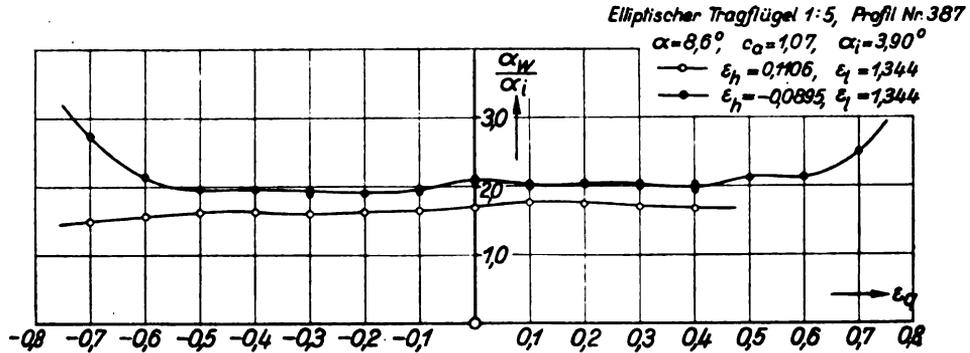


Abb. 13. Elliptischer Flügel: Abwindbeiwerte für 2 Querachsen.

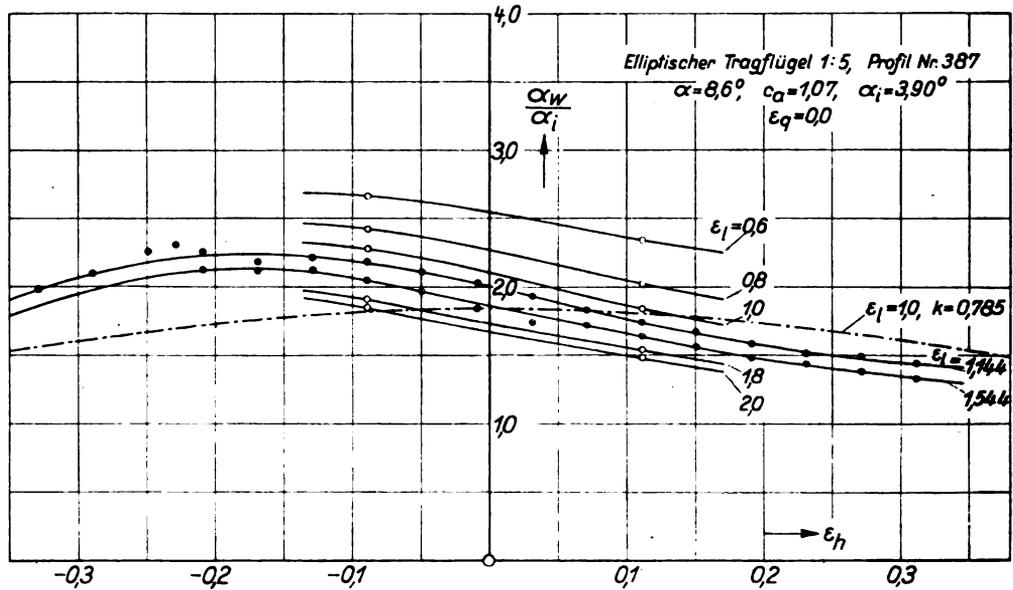


Abb. 14. Elliptischer Flügel: Abwindbeiwerte für 6 Hochachsen in Flügelsymmetrieebene.

Auftriebsverteilung geschlossen werden mußte, die mit der angestrebten elliptischen Auftriebsverteilung nicht in Übereinstimmung war. Ein Vergleich der ohne Turbulenzgitter gemessenen Polare des elliptischen Flügels mit der Polare des Rechteckflügels erhärtete diese Vermutung, da die Polare des elliptischen Flügels weiter rechts im Diagramm als die des Rechteckflügels lag. Es wurde angenommen, daß diese Erscheinung mit den geringen Kennwerten der äußeren Profile des elliptischen Flügels zusammenhing, so daß bei Anwendung eines Turbulenzgitters erwartet werden konnte, daß sich sowohl die Polare als die Abwindwinkel änderten. Es zeigte sich aber bei der Kraftmessung, daß sich die Polare mit Turbulenzgitter von der ohne Turbulenzgitter nur hinsichtlich der maximalen c_a -Werte unterschied. Jedoch trat, wie weiter unten zu ersehen ist, eine Änderung der Abwindbeiwerte auf.

Die »erste Messung« wurde bei $\alpha = -0,2^\circ$, $4,5^\circ$, $8,6^\circ$ und 14° durchgeführt, die »Nachmessung« bei den gleichen Anstellwinkeln und $\alpha = -3,2^\circ$.

beschränkt werden, wobei bemerkt sei, daß insbesondere bei den großen Anstellwinkeln $\alpha = 8,6$ und 14° die erste und zweite Messung fast genau übereinstimmen²⁰⁾.

Das Diagramm Abb. 17 hat eine gewisse Verwandtschaft mit dem entsprechenden Diagramm (Abb. 9) für den Rechteckflügel. Unterschiede bestehen jedoch in folgendem:

a) Bei dem gleichen Anstellwinkelbereich von -3° bis $+14^\circ$ liegen die einzelnen Kurven weiter auseinander, d. h. der eingeschlossene Abwindwinkelbereich ist größer.

b) Die Kurven liegen höher im Diagramm. Beim Rechteckflügel als auch beim elliptischen Flügel schneidet jeweils die Kurve für den größten Anstellwinkel mit anliegender Strömung die theoretische Kurve (beim Rechteckflügel die theoretische Kurve mit $k = 0,865$, beim elliptischen Flügel mit $k = 0,785$). Die am höchsten liegende Kurve beim elliptischen Flügel schneidet hierzu die Kurve für die

²⁰⁾ Die Winkel $\alpha = -3,2^\circ$ und $\alpha = -0,2^\circ$ wurden im Diagramm Abb. 17 zusammengefaßt, da beide Winkel den gleichen Auftriebsgradienten haben.

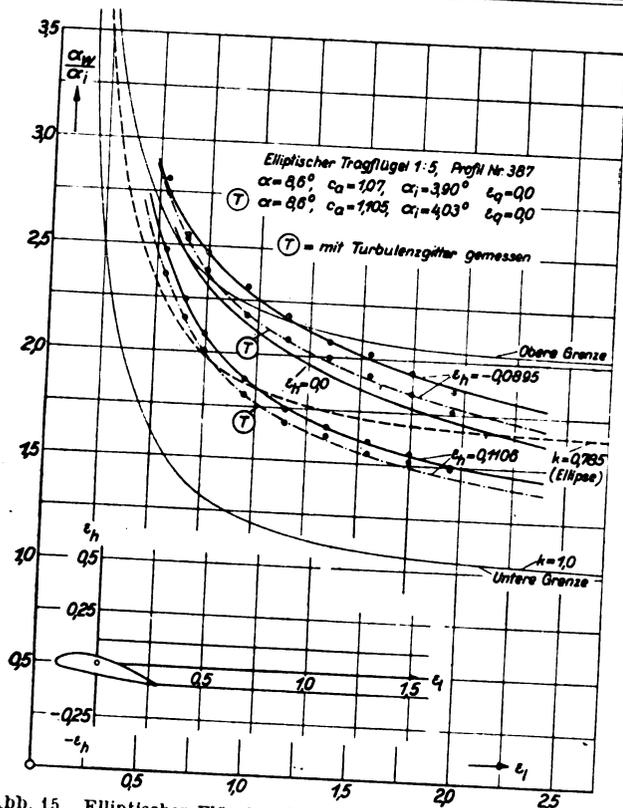


Abb. 15. Elliptischer Flügel: Abwindbeiwerte für 2 Längsachsen in Flügelsymmetrieebene, gemessen mit und ohne Turbulenzgitter.

• obere Grenze bei $\epsilon_1 = 1,2$, während im Falle des Rechteckflügels die am höchsten liegende Kurve die obere Grenze nicht erreichte. Die auffallend hohen Werte für Flügelnähe dürften zum Teil auch auf einen Einfluß der Tiefe des Profils, die in Flügelmittle gleich $\frac{b}{4}$ ist, zurückgeführt werden.

c) Die Kurven liegen steiler.

Erwähnung verdient noch die Abb. 15, die den Einfluß des Turbulenzgitters bzw. den vermutlichen Einfluß eines höheren Kennwertes bei $\alpha = 8,6^\circ$ wiedergibt. Bei gleichem Anstellwinkel erhält man bei Gegenwart des Turbulenzgitters einen etwas größeren c_a -Wert als ohne Turbulenzgitter. Der Wert $n = dc_a/d\alpha$ ist kleiner. Dementsprechend liegen die Abwindkurven tiefer als beim Modell ohne Turbulenzgitter.

III. Untersuchung über die Lage der Randwirbelkerne beim elliptischen Flügel.

1. Versuchsdurchführung.

Bei dem Flügel mit elliptischem Umriß wurde noch eine Ausmessung der Lage des Randes der Wirbelfläche hinter dem Flügel vorgenommen, die bekanntlich in größerem Abstände hinter dem Flügel mit der Lage der Kerne der Einzelrandwirbel identisch ist. Die Ränder der Wirbelfläche bzw. die Wirbelkerne sind mit Hilfe einer Fadensonde sehr leicht zu erkennen, da dort der Faden der Sonde eine schnelle kegelförmige Drehbewegung ausführt. Diese Drehbewegung führt der Faden allerdings nicht nur in einem Punkte, sondern über einen kreisförmigen Querschnitt mit ungefähr 1 bis 3 cm Durchmesser je nach der Größe des Anstellwinkels aus. Als Lage der Ränder wurde jeweils der Mittelpunkt dieses Kreises angegeben. Das Ergebnis der Messung, die bei 3 Anstellwinkeln durchgeführt wurde, ist in Abb. 18 und 19 enthalten. Abb. 18 zeigt den Abstand der Randwirbel voneinander. Man erkennt, daß die Randwirbel sich dem durch die Theorie vorgegebenen Abstand $b' = kb$ (vgl. S. 29) asymptotisch nähern. Der Abstand ist etwas kleiner, je größer der Anstellwinkel ist, doch sind die Unterschiede nicht wesentlich. Die Konzentration der flächenhaft

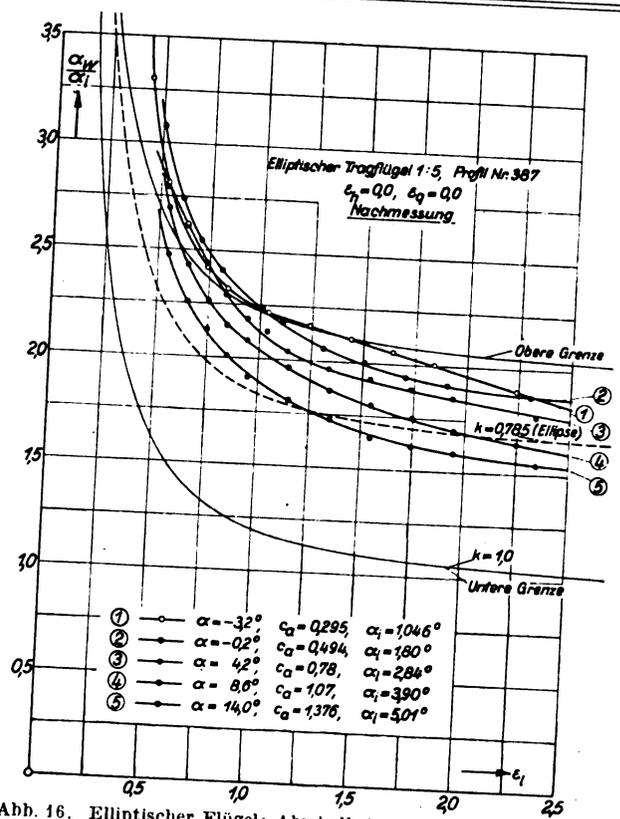


Abb. 16. Elliptischer Flügel: Abwindbeiwerte für die Längsachse durch den Koordinatenursprung bei verschiedenem Anstellwinkel (Nachmessung).

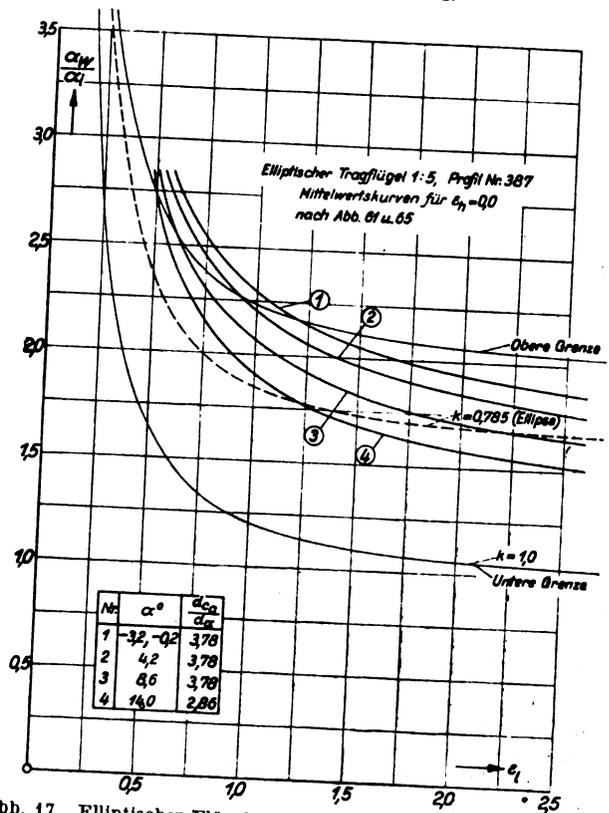


Abb. 17. Elliptischer Flügel: Abwindbeiwerte für die Längsachse durch den Koordinatenursprung bei verschiedenem Anstellwinkel (Mittelwerte).

verteilten Wirbel in zwei einzelne Randwirbel ist nach einer englischen Untersuchung²¹⁾ etwa bei $\epsilon_1 = 4$ beendet; der theoretische Abstand $b' = 0,785 b$ der Randwirbel ist dabei allerdings, wie Abb. 18 zeigt, noch nicht erreicht. Er beträgt vielmehr etwa $0,85 b$ im Bereiche $\epsilon_1 = 2$ bis 4. Die

²¹⁾ Vgl. Anm. 6.

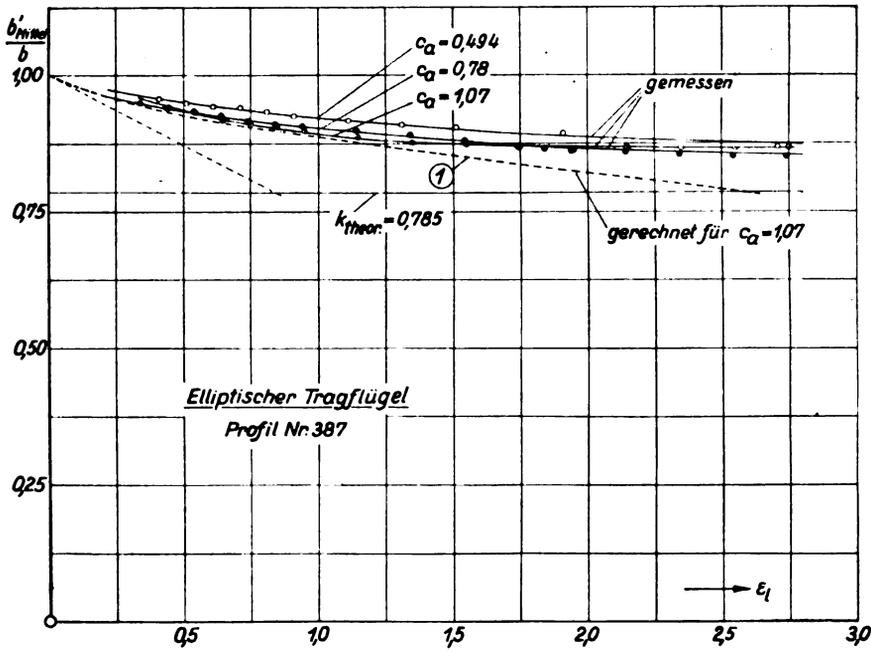


Abb. 18. Abstand der Randwirbel beim elliptischen Flügel.

Abwindbeiwerte müßten demnach tiefer liegen, als es die in die Diagramme der Abwindbeiwerte in Abhängigkeit von ϵ_l (bei $\epsilon_h = 0$) eingetragenen theoretischen Kurven angeben.

Trüge man die theoretische Kurve der $\alpha_i^{w\omega}$ -Werte für $k = 0,85$

in Abb. 17 ein, die um etwa $\alpha_i^{w\omega} = 0,25$ tiefer liegt als die gestrichelt eingetragene Kurve für $k = 0,875$, so würde man jedoch erkennen, daß selbst die Kurve (4) für $\alpha = 14^\circ$ höher als die theoretische Kurve für $k = 0,85$ liegt.

Abb. 19 zeigt die Höhenabweichung der Lage der Randwirbel von der Längsachse des gewählten Koordinatensystems. Die Betrachtung ergibt folgenden Verlauf: die Randwirbelkurven beginnen genau in der Drucklinie des Flügels, die wegen der ebenen Druckseite des Flügels an den Flügelenden in der Flügelsehne liegt. Der Verlauf der Kurve ist zuerst parabolisch; bei $\epsilon_l = 1$ bis 2 biegen die Kurven ab, um in Geraden parallel zur Längsachse überzugehen. Der Abstand dieser Parallelen von der Längsachse ist maximal nur etwa gleich der Profildicke in Flügelmitte, also unbedeutend, so daß in dieser Hinsicht die Voraussetzungen des in Strömungsrichtung liegenden Hufeisenwirbels für die Berechnung der Abwindwerte gut erfüllt ist.

2. Vergleich der gemessenen Lage der Randwirbelkerne mit einer theoretischen Berechnung nach Kaden-Betz²²⁾.

H. Kaden gibt in seiner Dissertation »Aufwicklung einer unstablen Unstetigkeitsfläche« Ausdrücke für die Lage des Spiralenmittelpunktes einer sich bekanntlich in der Form einer Spirale aufwickelnden Unstetigkeitsfläche an. Die Unstetigkeitsfläche, die sich vertikal zu sich mit konstanter Abwärtsgeschwindigkeit bewegt, ist hierbei nur einseitig begrenzt. Nimmt man jedoch an, daß bei einer genügend breiten bandförmigen Wirbelfläche der Aufrollvorgang

an den Rändern der gleiche ist, so können wir uns die Wirbelfläche als durch einen Flügel mit elliptischer Auftriebsverteilung erzeugt denken. Wir können weiter den Mittelpunkt der Spirale mit den Randwirbelkernen, über deren Messung im vorigen Abschnitt berichtet wurde, annähernd identifizieren, da — wie Kaden ebenfalls zeigte — in größerem Abstände hinter dem Flügel die Zirkulation um den Spiralenmittelpunkt derart ist, als wenn nur ein konzentrierter Wirbel vorhanden wäre. Für den Anfang des Aufrollvorganges gilt ebenfalls, daß die Zirkulation um den Spiralenmittelpunkt die gleiche wie um einen Wirbelfaden ist, wenn der Kreis um den Spiralenmittelpunkt, für den die Zirkulation berechnet wird, nicht zu klein ist. Unter diesen Annahmen können wir die Ergebnisse des vorigen Abschnittes mit den Kadenschen theoretischen Aussagen vergleichen.

Der Ausdruck für die Verringerung des Abstandes der Randwirbel voneinander lautet dann

$$\frac{a}{b/2} = 0,68 \left(\frac{c}{b}\right)^{1/2} \dots \dots \dots (1)$$

Der Ausdruck für die Erhebung der Randwirbel über den tiefsten Punkt des Wirbelbandes ist

$$\frac{h}{b/2} = 1,04 \left(\frac{c}{b}\right)^{1/2} \dots \dots \dots (2)$$

Hierbei ist $a = \frac{b-b'}{2}$ und $c = wt$ die Verschiebung der Unstetigkeitsfläche, wenn w die Vertikalgeschwindigkeit der Unstetigkeitsfläche und t die verflossene Zeit ist.

Die Vertikalgeschwindigkeit der Unstetigkeitsfläche eines Flügels mit elliptischer Auftriebsverteilung ist, wenn von der Aufrollung abgesehen wird, in großer Entfernung hinter dem Flügel gleich der doppelten der Störungsgeschwindigkeit am Orte des Flügels:

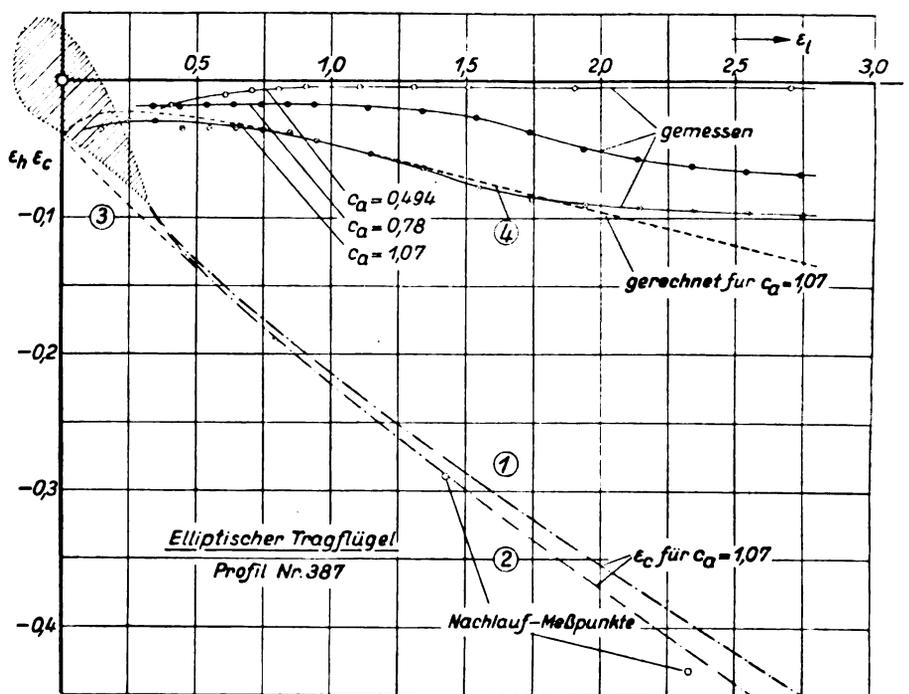


Abb. 19. Höhenlage der Randwirbel beim elliptischen Flügel.

²²⁾ Siehe Anm. 2.

$$w = 2 w_0 = 2 \frac{c_a}{\pi} \frac{F}{b^2} V_0.$$

Dieser Wert ist in die Ausdrücke (1) und (2) einzuführen, da die vorgegebene Zirkulationsverteilung in der Wirbelfläche im unmittelbaren Zusammenhange mit dieser Größe steht bzw. dieser Wert ein Maß für die Intensität der Wirbelfläche darstellt.

Um die mit diesen Werten zu berechnende theoretische Kurve der Erhebung $\frac{h}{b/2}$ der Randwirbel mit den gemessenen Werten der Lage der Randwirbel vergleichen zu können, wollen wir noch den Scheitelpunkt der Wirbelfläche in der Symmetrieebene des Flügels feststellen, da näherungsweise h von diesem tiefsten Punkte der Wirbelfläche aus ermittelt werden kann. Genauer gilt das nur, solange die Erhebung h sehr klein im Verhältnis zur Breite des Wirbelbandes ist. Dieser Punkt kann einmal meßtechnisch dadurch bestimmt werden, daß die Nachlaufwirbelfläche mit einer Gesamtdrucksonde ausgemessen wird. Die Lage des Minimums der Gesamtdrucke ist mit dem zu bestimmenden Punkt identisch. Die Messung ist — allerdings aus anderen Gründen — für zwei Abstände hinter dem Flügel durchgeführt worden. Ein anderer Weg besteht darin, daß wir mit Hilfe der gemessenen Abwindbeiwerte auf der durch die Flügelhinterkante gehenden Längsachse durch Integration dieser Beiwerte über ϵ_l die Lage bestimmen. Wir haben, wenn $\frac{\alpha_w}{\alpha_i} = z$ und w die Störungsgeschwindigkeit im Punkte ϵ_l ist:

$$\alpha_w = \frac{w}{V_0}; w = \alpha_w V_0 = z \alpha_i V_0;$$

$$c = \int_0^{\epsilon_l} w dt; t = \epsilon_l \frac{b/2}{V_0} \text{ (da } t = V_0 t),$$

$$\epsilon_c = \frac{c}{b/2} = \alpha_i \int_0^{\epsilon_l} z d \epsilon_l.$$

Die durch graphische Integration unter Verwendung der z -Werte für $\epsilon_h = -0,09$ der Abb. 15 gefundenen Werte für ϵ_c sind in Abb. 19 für $c_a = 1,07$ eingetragen (Kurve (1)). Bei der Integration wurde von dem Werte $\epsilon_l = 0,32$, dem Werte für die Austrittskante des Profils, ausgegangen. Durch Einführung der Korrekturen für den endlichen Strahldurchmesser wurde die Kurve (2) der Abb. 19 ermittelt.

Man sieht, daß die durch Ausmessung des Nachlaufes gemessenen ϵ_c -Werte mit den so berechneten ϵ_c -Werten sehr gut übereinstimmen. Die kleine Abweichung des Meßpunktes bei $\epsilon_l = 2,33$ rührt davon her, daß bei größeren Abständen genauer die z -Werte einer bei $\epsilon_h = -0,4$ liegenden Längsachse hätten genommen werden müssen. Die gute Übereinstimmung der Werte läßt im übrigen auf die gute Brauchbarkeit der angewandten Abwindwinkelmeßmethode schließen. Im Bereiche $\epsilon_l = 0$ bis 0,5 wurde schließlich die so gefundene Kurve auf den Punkt der tragenden Linie in der Flügelsehne extrapoliert, um den Verhältnissen an den Flügelspitzen besser zu entsprechen (Kurve (3)).

Die nach der Kaden-Betzchen Theorie berechnete Kurve (4) stimmt dann sehr genau mit der gemessenen Kurve

bis etwa $\epsilon_l = 2,0$ überein. In dieser Gegend schwenkt die gemessene Kurve allmählich in eine Parallele zur Längsachse über. Vielleicht ist die Annahme berechtigt, daß in diesem Punkte der Aufrollvorgang beendet ist.

H. Kaden gibt in seiner Dissertation einen anderen Punkt für die Beendigung des Aufrollvorganges an. Er geht hierbei von der Voraussetzung aus, daß die Aufrollgeschwindigkeit, d. h. die Geschwindigkeit, mit der die Ränder des Wirbelbandes sich der Tragflügelmitte nähern, also die Größe

$$u = \frac{d a}{d t}$$

ihren Anfangswert beibehält, bis die Strecke

$$a_{\max} = \frac{b - b'}{2}$$

zurückgelegt ist.

In Abb. 18 gibt Kurve (1) die nach Ausdruck (1) von Seite 36 berechneten Werte der Lage der Randwirbel für $c_a = 1,07$ wieder. Diese theoretische Kurve stimmt nur in Flügelnähe einigermaßen mit den experimentell ermittelten Werten überein. Bei konstanter Aufrollgeschwindigkeit wäre der Weg der Randwirbel durch eine Tangente im Anfangspunkt der theoretischen Kurve (1) gekennzeichnet. Der Schnittpunkt der Tangente mit der Parallelen zur Abszissenachse, die die theoretische Endlage der Randwirbel bezeichnet, ergäbe dann den Punkt, in dem der Aufrollvorgang beendet ist. Er liegt nach Kaden bei $\epsilon_l = 0,568 \cdot \frac{b^2}{F} \cdot \frac{1}{c_a}^{2,3}$, also bei $\epsilon_l = 2,65$ für $c_a = 1,07$.

Wir erhalten also eine befriedigende Übereinstimmung mit dem aus Abb. 19 entnommenen Werte $\epsilon_l = 2,0$.

IV. Zusammenfassung.

Der Abwind hinter einem Tragflügel kann aus dem Wirbelsystem, durch das der Tragflügel ersetzt werden kann und das dieser erzeugt, berechnet werden. Hierbei wird der tatsächliche Ablauf des Aufrollvorganges des freien Wirbelbandes außer acht gelassen es können nur Grenzen für die Abwindbeiwerte mit den Annahmen, daß entweder kein Aufrollen stattfindet, oder die ausgebildeten Randwirbel unmittelbar an der tragenden Linie ansetzen, angegeben werden. Die tatsächlichen Abwindbeiwerte liegen beim Rechteckflügel mehr in der Größenordnung der Werte, die mit den unmittelbar am Flügel beginnenden ausgebildeten Randwirbel berechnet werden können. Hierbei ist eine Abhängigkeit vom c_a -Wert vorhanden: die auf den induzierten Anstellwinkel bezogenen Abwindbeiwerte werden mit wachsendem c_a kleiner.

Letzteres gilt in noch stärkerem Maße für den elliptischen Flügel. Bei diesem erreichen die Abwindbeiwerte bei kleinen Anstellwinkeln bereits die Größe der durch das nicht aufgerollte Wirbelband gegebenen, falls man nicht weiter als etwa das 1,5fache der Halbspannweite vom Flügel stromabwärts entfernt ist.

Die Ausmessung der Lage der Randwirbelkerne beim elliptischen Flügel zeigte, daß die Kerne sich erst in sehr großer Entfernung dem theoretischen Werte nähern.

²³⁾ Unter Berücksichtigung eines Faktors 3,2, um den die Kadenschen Werte irrtümlich zu klein angegeben worden sind.

Über Messungen von Wirbelfrequenzen.

Von H. Blenk, D. Fuchs, F. Liebers.

Bericht 35/01 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V., Berlin-Adlershof.

Manche Flugzeugteile können durch die Folge der sich von ihnen ablösenden Luftwirbel oder wegen ihrer Lage in der Wirbelstraße eines anderen Bauteiles zum Schwingen angeregt werden. Zur Untersuchung dieser Frage wurden einfache Messungen im Wind- und Wasserkanal vorgenommen mit dem Ziel, die Frequenz der Wirbel hinter Körpern verschiedenen Querschnitts in Abhängigkeit von Geschwindigkeit und Anstellwinkel festzustellen.

Gliederung.

1. Anlaß zur Untersuchung.
2. Beschreibung der Versuchsmethoden.
3. Versuchsergebnisse.
 - a. Zylinder.
 - b. Platten.
 - c. Profile.
4. Vergleich mit englischen Messungen.
5. Zusammenfassung.

1. Anlaß zur Untersuchung.

Bei der Untersuchung der Schüttelschwingungen an Höhenleitwerken¹⁾ hat sich ergeben, daß diese Schwingungen durch Auftreten einer Resonanz zwischen der Wirbelfrequenz im Störungsgebiet des Tragflügels und der Eigenfrequenz des Höhenleitwerks sehr gefährlich werden können. Da es sich besonders bei Tiefdeckern kaum vermeiden läßt, daß das Höhenleitwerk bei großen Anstellwinkeln in den Störungsbereich des Flügels gerät, muß man wenigstens dafür sorgen, daß der Resonanzfall vermieden wird.

Auch für Luftschraubenschwingungen kann die Wirbelablösung am Luftschraubenprofil Bedeutung haben, da ihre Frequenz in die gleiche Größenordnung fällt wie die der Torsionsschwingungen des Luftschraubenblattes²⁾. Eine nähere Untersuchung über diese Zusammenhänge steht noch aus.

Ferner dürfte in manchen Fällen die Übereinstimmung der Eigenfrequenz von Streben, Stoßstangen an den Querrudern und von ähnlichen Bauteilen mit der Frequenz der sich von diesen Körpern ablösenden Wirbel Ursache für beobachtete Schwingungen gewesen sein.

Zur Untersuchung der verschiedenen genannten Fälle ist es erforderlich, die Wirbelfrequenz hinter aerodynamischen Profilen in Abhängigkeit vom Anstellwinkel festzustellen. Soweit bei der Durchführung der hier beschriebenen Versuche bekannt war, waren bisher nur an Kreiszyllindern und senkrecht in der Strömung stehenden Platten Untersuchungen des Wirbelgebietes durchgeführt worden, meist im Zusammenhang mit der v. Kármánschen Theorie der Wirbelstraße³⁾. Erst nach Abschluß dieser Versuche bekamen wir durch einen Zufall Kenntnis von früheren englischen Versuchen ähnlicher Art⁴⁾.

¹⁾ H. Blenk, H. Hertel und K. Thalau, Die deutsche Untersuchung des Unfalls bei Meopham (England), Z. Flugtechn. Motorluftsch. Bd. 23 (1932), S. 73 ff.

²⁾ F. Liebers, Versuche über Luftschraubenschwingungen, Z. Flugtechn. Motorluftsch. Bd. 23 (1932) Nr. 9, S. 251-259.

³⁾ Vgl. z. B. Handbuch d. Experimentalphysik von W. Wien und F. Harms Bd. IV, 1. Teil, S. 165 (Leipzig 1931). Dort findet sich auch ein Hinweis auf die Originalarbeit von v. Kármán und Rubach: Phys. Z. Jg. 13 (1912), S. 49.

⁴⁾ E. Tyler, Vortex Formation behind Obstacles of Various Sections. Phil. Mag. April 1931.

2. Beschreibung der Versuchsmethoden.

Die Untersuchungen wurden auf zwei verschiedenen Wegen durchgeführt. Zunächst wurden im Instrumentengebläse⁵⁾ der DVL die Wirbelfrequenzen hinter verschiedenen Profildrähten durch Abhören bestimmt. Durch richtige Wahl der Drahtstärke und der Geschwindigkeit kann man die Wirbelfrequenzen in den hörbaren Frequenzbereich bringen und durch Vergleichen mit einem bekannten Ton festlegen. Als Vergleichsgerät wurde ein Audiometer benutzt, das von der Abteilung für Funkwesen und Elektrotechnik entwickelt war und zur Verfügung gestellt wurde. Die Hauptschwierigkeit bei diesen Versuchen bestand darin, den durch die Wirbelablösung entstehenden Ton aus dem Windkanalgeräusch herauszuhören. Dies gelang im allgemeinen gut, wenn der Ton zwischen 1000 und 6000 Hertz lag. Eine Kontrolle dafür, daß es sich bei dem abgehörten Ton wirklich um die Wirbelfrequenz hinter dem Profildraht handelte, ergab sich dadurch, daß bei Störung der Strömung durch Abschirmung des Profildrahtes der Ton verschwand.

Wie die gewonnenen Ergebnisse zeigen werden, war es nicht möglich, bei allen Anstellwinkeln der Profildrähte einwandfreie Töne festzustellen. Da die Ursache dieser Erscheinung nicht klar ersichtlich war, erschien es wünschenswert, einen besseren Einblick in die Wirbelablösung auf anderem Wege zu gewinnen. Zu diesem Zwecke stand ein kleiner Wasserkanal zur Verfügung, der beim Lehrstuhl Professor Hoff an der T. H. Berlin zu Demonstrationsversuchen benutzt wurde. In der üblichen Weise wurde Aluminiumpulver auf die Oberfläche des Wassers gestreut, so daß der Verlauf der Stromlinien und die Wirbelbildung an den hineingestellten Widerstandskörpern sichtbar wurden. Bei diesen Versuchen, die zunächst nur qualitative Bedeutung haben sollten, zeigte es sich, daß trotz der rohen Versuchsmethode auch zahlenmäßig brauchbare Ergebnisse erzielt werden konnten. Es sei jedoch an dieser Stelle bereits ausdrücklich darauf hingewiesen, daß die Ergebnisse keinen Anspruch auf große Genauigkeit machen können.

Der Antrieb des Wasserkanals erfolgte durch einen kleinen Elektromotor. Die Geschwindigkeit des Wasserkanals wurde in Abhängigkeit von der Drehzahl der Schaufeln in der Weise bestimmt, daß möglichst gut eintauchende Schwimmkörper über eine konstante Meßstrecke gestoppt wurden. Auf das Geschwindigkeitsprofil, das sich übrigens auf der kurzen Strecke des Kanals bereits stark änderte, konnte keine Rücksicht genommen werden. Auch die Nähe des keineswegs einwandfreien Einlaufs mußte unbeachtet bleiben. Nur verhältnismäßig kleine Versuchskörper konnten also einigermaßen einwandfreie Meßergebnisse liefern. Die Genauigkeit der aus vielen Einzelmessungen gemittelten Ergebnisse im Wasserkanal beträgt etwa 10%.

3. Versuchsergebnisse.

a. Zylinder

Um die Genauigkeit unserer Versuchsmethoden praktisch festzustellen, wurden zunächst Kreiszyllinder untersucht, deren Verhalten aus der Literatur⁶⁾ bekannt ist. Abb. 1 zeigt die Ergebnisse der Versuche im Windkanal, bei denen die Frequenzen durch Abhören der entstehenden

⁵⁾ Die Messungen stammen aus dem Jahre 1931/32.

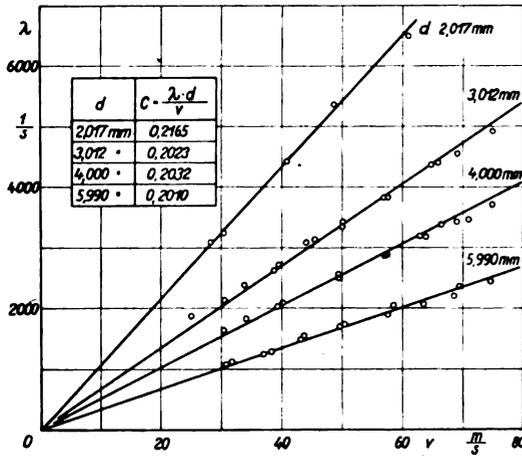


Abb. 1. Zylinder verschiedenen Durchmessers d im Windkanal: Wirbelfrequenzen λ in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit v.

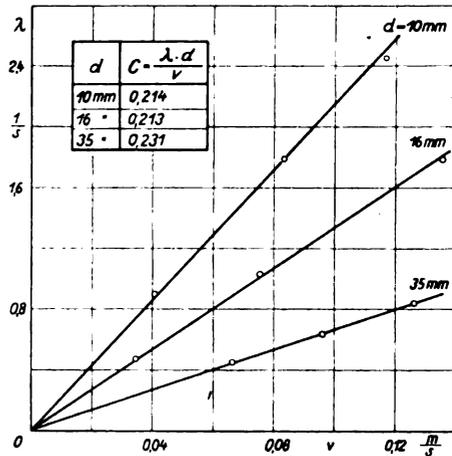


Abb. 2. Zylinder verschiedenen Durchmessers d im Wasserkanal: Wirbelfrequenzen λ in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit v.

Töne festgestellt wurden. Hier bedeutet v die Windgeschwindigkeit, d den Zylinderdurchmesser und λ die sekundliche Frequenz. Man erkennt, daß die dimensionslose Größe

$$C = \frac{\lambda \cdot d}{v}$$

nahezu konstant ist. Nur bei dem kleinsten Draht von 2 mm Dmr. ergibt sich eine Abweichung von 7% gegenüber dem Mittel der Werte C der drei dickeren Drähte. Die letzteren streuen 1/2% gegen ihr Mittel C = 0,2022. Kármán und Rubach fanden C = 0,202 für einen Zylinder von 1,5 cm Dmr. im Wasserkanal. Die Übereinstimmung ist also hier recht gut.

Abb. 2 gibt die gleichen Ergebnisse für den Wasserkanal. Jeder Meßpunkt ist hier durch Mittelbildung aus 10 Einzelmessungen gewonnen, bei denen je 20 bis 100 Wirbel gezählt wurden. Die Konstante C stimmt für die beiden kleineren Zylinderdurchmesser gut überein: C = 0,213. Für den Zylinder von 35 mm Dmr. ist offenbar schon ein merklicher Einfluß des Kanalrandes bemerkbar (Kanalbreite = 205 mm), so daß man diese Messung ausschalten muß. Auch der für die kleineren Zylinder bestehende Unterschied gegenüber dem kleineren Werte C aus den Windkanalversuchen dürfte zum Teil aus derselben Ursache stammen. Die Abweichung beträgt rd. 6%.

Einen unmittelbaren Vergleich der Windkanal- mit den Wasserkanalergebnissen kann man allerdings nicht durchführen, da die Reynoldsschen Zahlen in beiden Fällen verschieden sind. In Abb. 3 sind sämtliche Zylindermessungen über der Reynoldsschen Zahl aufgetragen. Die Wasserkanalversuche liegen bei kleineren Reynoldsschen Zahlen als die Windkanalversuche. Eine gemeinsame Ausgleichskurve ergibt ein langsames Abfallen der Konstante C mit wachsender Reynoldsschen Zahl R. (Außerdem enthält

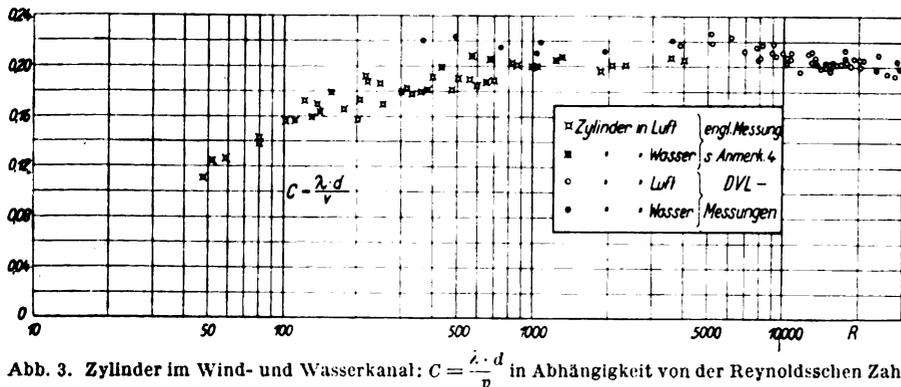


Abb. 3. Zylinder im Wind- und Wasserkanal: $C = \frac{\lambda \cdot d}{v}$ in Abhängigkeit von der Reynoldsschen Zahl R.

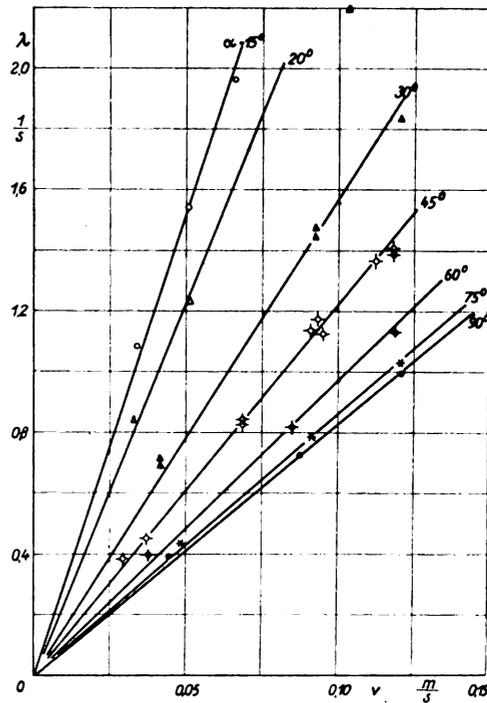


Abb. 4. Platte (20,6 · 1,1 mm²) im Wasserkanal bei verschiedenen Anstellwinkeln α: Wirbelfrequenzen λ in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit v.

Abb. 3 englische Meßergebnisse, auf die weiter unten zurückgekommen wird.)

b. Platten

Es wurden drei Platten gleicher Dicke t = 1,1 mm und verschiedener Breite b = 10,1; 20,6 und 29,8 mm und zwei Platten gleichen Seitenverhältnisses 1:5 (29,9 · 5,76 und 9,97 · 1,91 mm²) im Wasserkanal untersucht. Als Beispiel zeigt Abb. 4 die Meßergebnisse für die Platte 1,1 · 20,6 mm². Auch hier ergibt sich für jeden Anstellwinkel α eine konstante Größe

$$C = \frac{\lambda \cdot b}{v}$$

wenn auch die Meßgenauigkeit nicht ganz so gut ist wie bei den Zylinderversuchen. Der Einfluß der Plattenbreite ist verhältnismäßig gering, wie man besonders aus Abb. 5 erkennt. In dieser

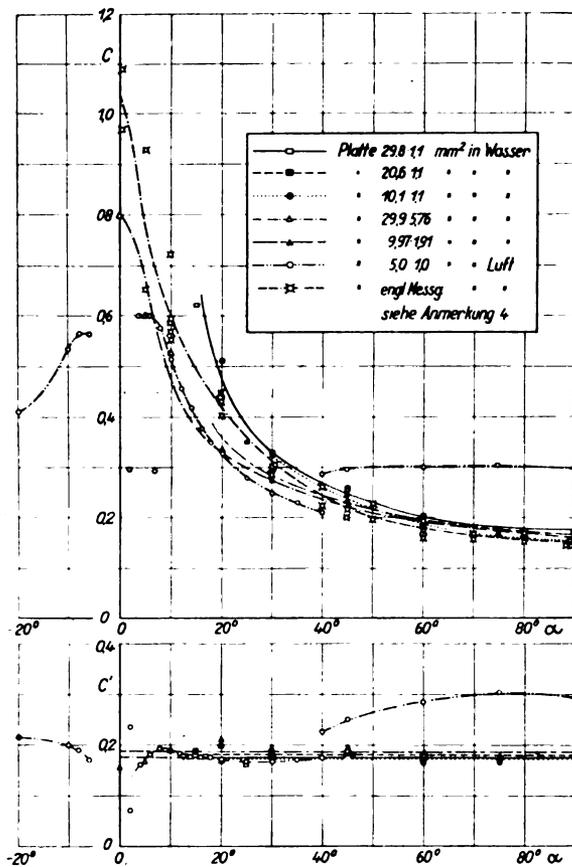


Abb. 5. Platten im Wind- und Wasserkanal: $C = \frac{\lambda \cdot b}{v}$ und $C' = \frac{\lambda \cdot p}{v}$ in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α .

Abbildung ist die Größe C über dem Anstellwinkel aufgetragen. Außer C ist noch eine Konstante

$$C' = \frac{\lambda \cdot p}{v}$$

(siehe unteren Teil von Abb. 5) eingetragen, wobei p die Projektion des Profils auf die zur Strömung senkrechte Richtung bedeutet. Bezeichnet b die Breite und t die Dicke der rechteckigen Platten, so ist also

$$p = b \cdot \sin \alpha + t \cdot \cos \alpha.$$

Aus Abb. 5 ergibt sich, daß die Konstante C' nahezu unabhängig vom Anstellwinkel ist: $C' = 0,18$ im Mittel für die verschiedenen Platten. Das bedeutet, daß die Breite der hinter einem Widerstandskörper entstehenden Wirbelschicht im wesentlichen nur von der Breite der Stirnfläche abhängt, oder — wie man auch sagen kann — daß die statt auf die Breite des Widerstandskörpers auf seine Projektion in Strömungsrichtung bezogene Wirbelfrequenz eine Konstante ist.

Bei der großen Platte ($29,9 \cdot 5,76 \text{ mm}^2$) ist es gelungen, die Messungen bis zum Anstellwinkel 0° durchzuführen, was bei den anderen Platten nicht möglich war.

Abb. 5 enthält schließlich das Ergebnis für eine Platte von $5 \cdot 1 \text{ mm}^2$, die im Windkanal untersucht wurde. Auffallend ist der Sprung bei 40° , der sich bemerkbar machte bei Annäherung an diesen Winkel einmal von kleineren, einmal von größeren Winkeln her. Eine stichhaltige Erklärung für diese Erscheinung ist nicht anzugeben.

c. Profile

Zur Untersuchung der Wirbelfrequenzen für aerodynamische Profile wurden die Göttinger Profile 387, 409, 411 ausgewählt. Profil 387 ist ein unsymmetrisches Flügelprofil, Profil 409 ein symmetrisches Profil mit abgerundeter

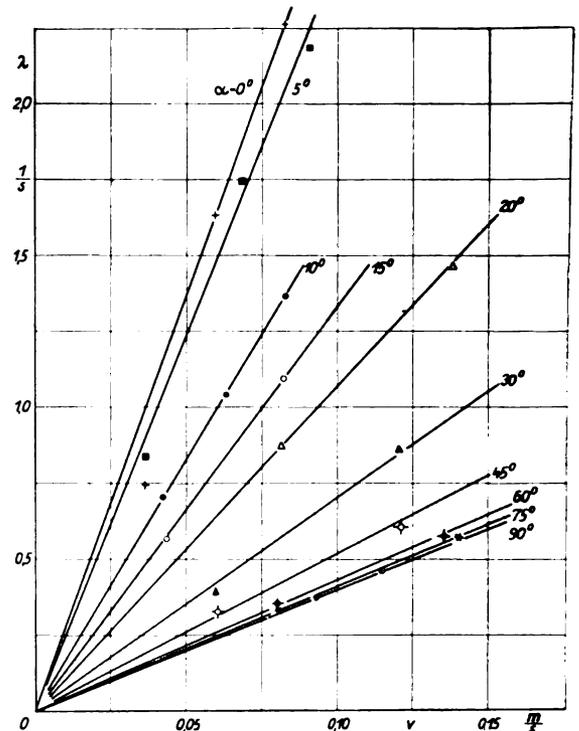


Abb. 6. Unsymmetrisches Flügelprofil Göttingen 387 bei verschiedenen Anstellwinkeln α im Wasserkanal: Wirbelfrequenzen λ in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit v .

Vorderkante, Profil 411 ist ebenfalls symmetrisch, hat jedoch eine scharfe Vorderkante.

Als Beispiel der im Wasser durchgeführten Versuche enthält Abb. 6 für Profil 387 die gemessenen Wirbelfrequenzen bei verschiedenen Anstellwinkeln und Geschwindigkeiten. Die Ergebnisse unterscheiden sich nur unwesentlich von den entsprechenden Werten für Platten. Bei den kleinen Anstellwinkeln ist die Unsicherheit der Messungen am größten. Das gleiche gilt für Anstellwinkel in der Nähe von 30° . Woher diese Unsicherheit kommt, ist nicht anzugeben.

Die Abb. 7 enthält wieder die Werte C und C' in Abhängigkeit vom Anstellwinkel. b ist hier die Profiltiefe. Auch bei den Profilen ist C' nahezu unabhängig vom Anstellwinkel: $C' = 0,21$. Auffällig ist, daß C' für die Profile dem entsprechenden Wert für Zylinder näherkommt, als dem für ebene Platten.

Immerhin sind aber die Unterschiede in den Werten C' für die recht verschiedenen Widerstandskörper, Zylinder, Platten, Profile, nicht größer als rd. 16%. Bei erster Betrachtung kann man also sagen, daß die Frequenz der Wirbel hinter einem Widerstandskörper zur Hauptsache von der Größe seiner Stirnfläche und sehr viel weniger von seiner Gestalt abhängt.

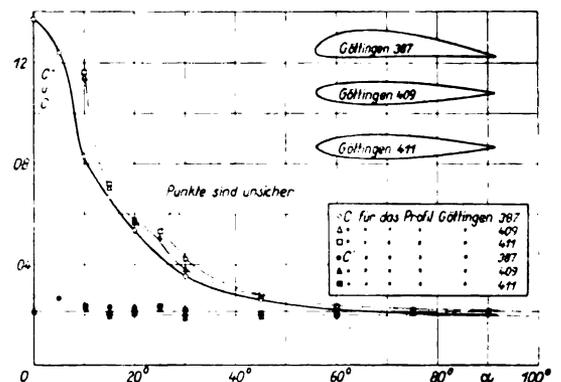


Abb. 7. Profile Göttingen 387; 409; 411 im Wasserkanal: $C = \frac{\lambda \cdot b}{v}$ und $C' = \frac{\lambda \cdot p}{v}$ in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α .

4. Vergleich mit englischen Messungen.

Wie schon eingangs erwähnt, wurden nach Ausführung der Messungen englische Versuche⁴⁾ bekannt, die hier zum Vergleich herangezogen werden können. Es handelt sich dabei um verschiedene Methoden, die teils mit den hier beschriebenen übereinstimmen, teils auf der Anwendung von Hitzdrähten und entsprechenden elektrischen Schaltungen beruhen. Bei den Zylindern, die bei kleineren Reynoldszahlen als bei uns gemessen wurden, ergibt sich etwa für $R = 1000$ ein ganz guter Anschluß, Abb. 3. Die Streuung der ermittelten Werte ist ungefähr ebenso groß wie bei unseren Messungen. Für die Plattenmessungen (Abb. 5) und die Profilmessungen (Abb. 8) gilt ähnliches. Es ist nur bemerkenswert, daß bei den englischen Messungen für große Anstellwinkel die Ausgleichskurven für Platten und Profile übereinstimmen im Gegensatz zu unseren Ergebnissen.

5. Zusammenfassung.

Ausgehend von der Tatsache, daß die Bestimmung der Wirbelfrequenz hinter Profilen für verschiedene Probleme (Leitwerkschütteln, Luftschraubenschwingungen, Schwingungen von Streben, Queerrudergestänge usw.) wichtig ist, werden Versuche beschrieben, die in der DVL im Wind- und Wasserkanal angestellt wurden. Die Untersuchungen erstrecken sich auf Kreiszyylinder, rechteckige Platten verschiedenen Seitenverhältnisses und Profile, wobei besonders die Abhängigkeit vom Anstellwinkel berücksichtigt wurde. Die Ergebnisse werden in Schaubildern dargestellt. Es ergibt sich dabei, daß man eine dimensionslose Größe

$$C' = \frac{\lambda \cdot p}{v}$$

(λ = Wirbelfrequenz, p = Projektion des Widerstandsprofiles in Richtung senkrecht zur Strömung, v = Geschwindigkeit) nahezu unabhängig vom Anstellwinkel finden kann. Diese Größe liegt für Zylinder bei rd. 0,207, für Flügelprofile bei etwa 0,21, für rechteckige Platten bei etwa 0,18. Die Fehler der Messungen haben im ungünstigen Fall die Größenordnung von etwa 10 bis 15%, was auf die primitive

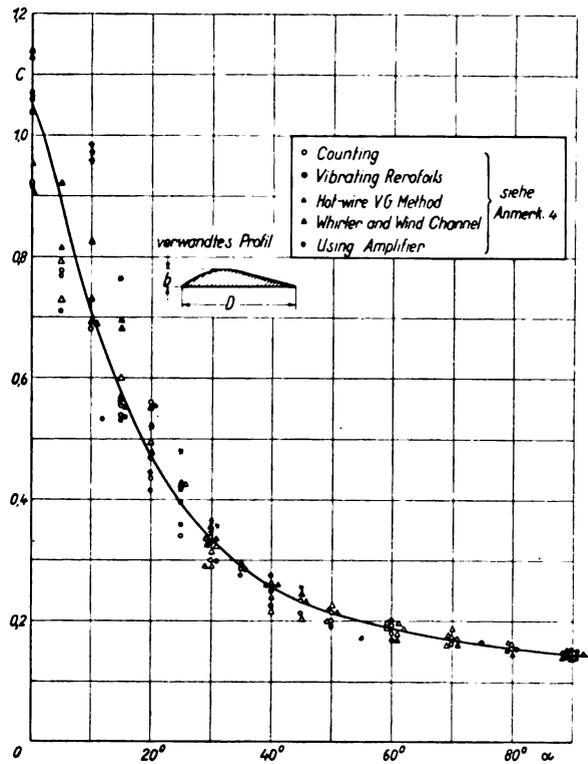


Abb. 8. Flügelprofil im Wind- und Wasserkanal nach englischen Messungen: $C' = \frac{\lambda \cdot b}{v}$ in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α .

Versuchsanordnung zurückzuführen ist. Es wäre deswegen nicht überflüssig, die gleichen Messungen mit geeigneteren Versuchsanordnungen zu wiederholen. Zum Schlusse wird auf englische Messungen hingewiesen und gezeigt, daß deren Streuungen etwa gleich groß sind und die Übereinstimmung teilweise befriedigend ist.

Versuche mit Kugeln betreffend Kennzahl, Turbulenz und Oberflächenbeschaffenheit.

Von S. Hoerner.

Bericht 35/02 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, e. V., Berlin-Adlershof¹⁾.

Die Kugel ist einerseits sowohl in strömungswissenschaftlicher als auch in meßtechnischer Hinsicht aufschlußreichsten Versuchskörper²⁾ [1].

Wegen ihrer Kennzahlempfindlichkeit wird die Kugel als Turbulenzanzeiger verwendet. Um dieses Anzeigeverfahren zu prüfen, wurden nähere Untersuchungen betreffend Aufhängung und Oberflächenbeschaffenheit der Kugel im Windkanal durchgeführt. Als Ergänzung hierzu wurden Versuche in freier Luft mittels Kraftwagen und Flugzeug vorgenommen. Im Laufe der Untersuchungen ergaben sich wertvolle Erkenntnisse über die notwendige Oberflächenbeschaffenheit widerstandsarmer Körper.

Gliederung.

1. Grundlagen
 - a) Über Widerstandskörper allgemein
 - b) Grenzschichtverhalten der Kugel
2. Einfluß der Aufhängung auf den Widerstand der Kugel
 - a) Einfluß rückwärtiger Aufhängevorrichtungen
 - b) Abhängigkeit des überkritischen Widerstandes von der Haltestange
3. Messung von Windkanalturbulenz mittels der Kugel
 - a) Begriff der Turbulenz
 - b) Meßverfahren
 - c) Turbulenz bei verschiedenen Geschwindigkeiten
 - d) Vergleich verschiedener Windkanäle
4. Windkanalversuche betreffend Turbulenz
 - a) Druckmeßverfahren zur Bestimmung der kritischen Kennzahl
 - b) Durch Drähte erzeugte Turbulenz
 - c) Beeinflussung der Grenzschicht durch akustische Luftschwingungen
5. Versuche betreffend Turbulenz der freien Luft
 - a) Vorbemerkungen
 - b) Versuchsverfahren
 - c) Oberflächenbeschaffenheit
 - d) Ergebnisse
6. Versuche betreffend Oberflächenbeschaffenheit
 - a) Einfluß auf die kritische Kennzahl
 - b) Abhängigkeit des überkritischen Widerstandes
 - c) Anwendung auf Windkanalmessungen
7. Zusammenfassung
8. Schrifttum.

1. Grundlagen.

a) Über Widerstandskörper allgemein.

In nichtzäher Flüssigkeit würde nach den Gesetzen der reibungsfreien Potentialströmung an der Rückseite angeströmter Körper sich die Strömung wieder entsprechend schließen, wie sie sich an der Vorderseite auseinanderteilt. An der Rückseite würde sich dabei der gleiche Überdruck (Staudruck) ergeben wie an der Vorderseite, und es wäre ein Widerstand nicht vorhanden.

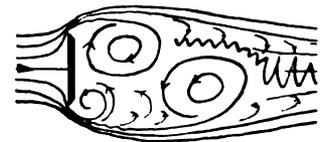
In zähen Flüssigkeiten bildet sich entlang der Oberfläche der Körper eine Reibungs- oder Grenzschicht, d. i. eine Schicht vermindelter Geschwindigkeit. Dem durch die Reibung verursachten Impulsverlust der Grenzschicht entspricht der reine Reibungswiderstand.

An Widerstandskörpern hat die Grenzschicht eine meist wichtigere Wirkung: sie leitet nach der Prandtl'schen Grenzschichttheorie [4] [5] eine Ablösung der Strömung von der Rückseite der Körper ein.

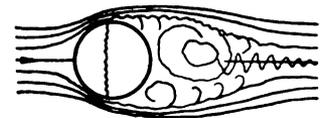
An den seitlichen Oberflächenteilen der Körper herrscht ein Unterdruck, dessen Größe nach dem Bernoullischen Gesetz mit der Umströmungsgeschwindigkeit verbunden ist. Je nach der Körperform ist daher der Unterdruck verschieden groß. Bei einer senkrecht angeblasenen dünnen Scheibe (Abb. 1a) ist er beispielsweise sehr hoch (theore-

¹⁾ Ein Teil der Versuche wurde im Flugtechnischen Institut der Technischen Hochschule Braunschweig durchgeführt [2].

a. Scheibe
 $c_w = 1,20$



b. Kugel unterkritisch
 $c_w = 0,47$



c. Kugel überkritisch
 $c_w = 0,08$



d. Spindel
 $c_w = 0,04$



Abb. 1. Strömungsbild verschiedener Widerstandskörper.

tisch unendlich hoch). Gering ist dagegen Umströmungsgeschwindigkeit und Unterdruck an schlanken Körpern.

In reibungsfreier Flüssigkeit würde der Oberflächendruck zum rückwärtigen Staupunkt hin von einem gegenüber der ungestörten Strömung negativen Betrage auf einen positiven Höchstwert (Staudruck) zunehmen. In Wirklichkeit reicht aber die durch Reibung verminderte Bewegungsenergie der Grenzschicht nicht aus, diesen Druckanstieg ganz zu überwinden. Die Geschwindigkeit der Grenzschicht wird vielmehr durch den Gegendruck weiter vermindert; unter Umständen kommen die in der Schicht strömenden Luftteilchen sogar zum Stillstand. Sie bewirken durch ihre Ansammlung, daß sich die Strömung von der Rückseite des Körpers ablöst; Kräfte, welche die Stromfäden in den entstehenden Totraum hineinlenken, sind nicht vorhanden. — Die zum Stillstand gebrachten Grenzschichtteile werden durch Vermischung mit der äußeren Strömung in einzelnen Wirbelballen durch diese fortgespült.

Der Wiederanstieg des Druckes an der Körperrückseite ist der Geschwindigkeitsverminderung der Grenzschicht bzw. der Ablösung der Strömung entsprechend vermindert. Der Totraum nimmt ungefähr den Druck der angrenzenden Stromfäden an (vgl. für die Kugel in Abb. 2). Der daraus folgende Luftwiderstand wird als Druck- oder Formwiderstand bezeichnet. Die Grenzschicht bedingt also nicht nur den reinen Reibungswiderstand, sie ist vielmehr das »Relais« zu dem an wirklichen Körpern sehr oft unvergleichlich größeren Formwiderstand.

Die durch Versuche gefundene Körperform geringsten Luftwiderstandes ist die Spindel (Abb. 1d). Ihr Widerstandsbeiwert beträgt (bezogen auf Spantfläche) $c_w \approx 0,05$, d. i. etwa 4% desjenigen der Scheibe nach Abb. 1a. Der Druckanstieg an der Rückseite wird bei der Spindel überwunden durch stetige und langsame Verjüngung, wie das in gleicher Weise z. B. bei Diffusoren vorgeschrieben ist, wenn das Abreißen der Strömung vermieden werden soll. Die

Grenzschicht bezieht durch Vermischung nur nach und nach aus der ungestörten Strömung die zur Überwindung des Druckanstieges notwendige Bewegungsenergie.

b) Grenzschichtverhalten der Kugel.

In Abb. 2 ist die potentialtheoretische Druckverteilung der angeströmten Kugel enthalten. Im Äquator herrscht der Unterdruck $-1,25 \cdot q$. Den Wiederanstieg des Druckes auf $+1 \cdot q$ im rückwärtigen Staupunkt macht in Wirklichkeit die Grenzschicht nicht mit. Die Strömung löst sich vielmehr zunächst ganz von der Kugelrückseite ab (Abb. 1b).

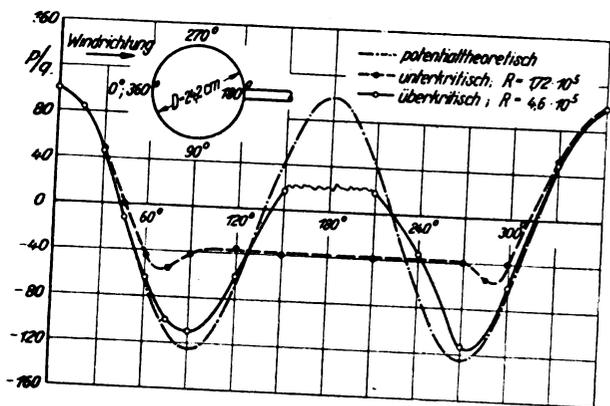


Abb. 2. Druckverteilung der angeströmten Kugel nach Flachsart [3].

Durch Untersuchungen Eiffels [6] und Prandtls [7] wurde bekannt, daß bei einer bestimmten, der kritischen Kennzahl sich die Strömung nahezu wieder an die Kugelrückseite anlegt (Abb. 1c).

Die Grenzschichttheorie erklärt diese Erscheinung aus dem Turbulentwerden der Grenzschicht. Die Wirkung dieses Vorganges auf den Widerstand in Strömungsrichtung liegender Platten ist bekannt: der Reibungswiderstand geht im kritischen Kennzahlbereich vom unterkritischen laminaren auf den für turbulente Grenzschicht höheren überkritischen Verlauf über. Der Grund hierfür liegt darin, daß in turbulenter Strömung durch Vermischung ein starker Energieaustausch zwischen benachbarten Schichten stattfindet. Es wird auf diese Weise durch die Grenzschicht die äußere Strömung stärker beeinträchtigt.

Im Falle der Kugel wird umgekehrt die turbulente Grenzschicht stärker von der äußeren Strömung angetrieben, so daß sie mit einem gegenüber dem laminaren Zustand bedeutend größeren Inhalt an Bewegungsenergie den vom Kugeläquator ab erfolgenden Druckanstieg anzugreifen vermag. Der Ablösungspunkt wird auf die Kugelrückseite hinausgeschoben (Abb. 1c).

Der an der Kugelrückseite herrschende Druck steigt im kritischen Kennzahlbereich von einem gegenüber der ungestörten Strömung negativen unterkritischen Betrage (etwa $0,32 \cdot q$) auf einen überkritischen positiven ($0,2$ bis $0,3 \cdot q$) an; s. Abb. 2. Der Widerstandsbeiwert c_w sinkt entsprechend von etwa $0,47$ auf $0,06$ bis $0,10$ ab; s. die spätere Abb. 13. — Die Ablösung der Strömung beginnt unterkritisch bereits etwas vor dem Äquator. Von hier aus entfernen sich die Stromfäden tangential von der Kugel. Überkritisch folgt die Strömung weitgehend dem potentialtheoretischen Verlauf.

Das über die Rolle der Kugelgrenzschicht Gesagte gilt grundsätzlich für eine Reihe anderer Widerstandskörper, so z. B. für Kreiszyylinder [8] und Luftschiffkörper [9]. Körper, deren Profil scharfe Kanten aufweist, sind dagegen kennzahlunempfindlich. So ist z. B. bei der Scheibe nach Abb. 1a der zwischen Scheibenrand und Rückseite zu überwindende Drucksprung derartig groß und plötzlich, daß die Grenzschicht denselben auf keinen Fall zu überwinden vermag. Ob die Grenzschicht turbulent ist oder nicht ist in diesem Falle ohne Einfluß.

Aus der großen Anzahl bekannt gewordener Kugelmessungen sind hier die geschichtlich und/oder den Ergebnissen nach wichtigsten aufgezählt:

- 1912 Eiffel [6]; Feststellung eines kritischen Kennzahlgebietes, in dem der Kugelwiderstand im Zusammenhang mit einem Umschlag des Strömungsbildes auf einen niedrigeren Wert übergeht.
- 1914 Prandtl und Wieselsberger [7] und [10]; Einfluß der Strömungsturbulenz auf die kritische Kennzahl, Entstehung der Prandtlischen Grenzschichttheorie.
- 1922 NACA [11]; Einfluß von Aufhängevorrichtungen auf kritische Kennzahl und überkritische Widerstandshöhe, Turbulenzmessungen einschließlich von Fallversuchen in freier Luft.
- 1930 Bureau of Standards [12]; Turbulenzmessungen im Zusammenhang mit Messungen von Geschwindigkeitsschwankungen.
- 1932 Göttingen [14]; Turbulenzmessungen in den verschiedenen Göttinger Kanälen mit Hilfe der Kugel.
- 1932 ARC [9]; Versuche mit verschiedenen Turbulenzgittern.
- 1933 GALCIT Pasadena [15]; Widerstandsmessungen in turbulenzarmem Kanal und im freien Fluge.

2. Einfluß der Aufhängung auf den Widerstand der Kugel.

a) Einfluß rückwärtiger Aufhängevorrichtungen.

Durch amerikanische [11] und Göttinger [3] Versuche ist der große Einfluß bekannt, den Aufhängevorrichtungen, welche die Kugel im Bereich ihres Äquators und auf ihrer Vorderseite berühren, auf kritische Kennzahl und überkritische Widerstandshöhe haben. Als beste, die Strömungsform nicht störende Aufhängung, ist die an rückwärtiger Haltestange empfohlen, und zwar deswegen, weil die Stange die Kugel an einer Stelle erreicht, wo die Strömung sowieso immer abgelöst ist und die gesunde äußere Strömung nicht berührt wird.

Da über den verbleibenden Einfluß rückwärtiger Aufhängevorrichtungen nähere Feststellungen nicht vorlagen, wurden im Braunschweiger Windkanal [17] einige Versuche hierüber ausgeführt.

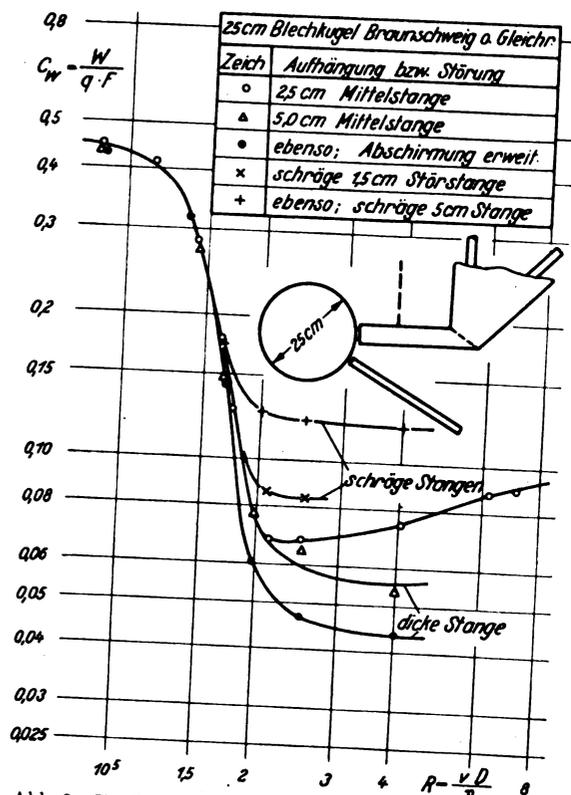


Abb. 3. Einfluß von Aufhängevorrichtungen im Raume hinter der Kugel auf ihren Widerstandsverlauf.

Zur Messung des Kugelwiderstandes diente hier zunächst eine besondere Vorrichtung. Über dem Strahl war ein Waagebalken aufgelagert, von dem aus eine Stange senkrecht in den Strahl führte. An ihrem unteren Ende war die Stange rechtwinklig abgebogen und von rückwärts an die Kugel herangeführt. Waagebalken, Gestänge und das an die Kugel führende Stück der Stange waren bis an diese heran mit Hilfe von Pappe und Blech vollständig abgeschirmt, so daß der reine Kugelwiderstand (ohne Aufhängung) gemessen wurde.

An einer Kupferhohlkugel von 25 cm Durchmesser wurde untersucht, in welcher Weise verschiedene Änderungen an der Aufhängevorrichtung den Widerstandsverlauf im kritischen Kennzahlgebiet beeinflussen (Abb. 3):

1. Durch Aufschieben einer Blechhülse wurde der Durchmesser der Haltestange von 2 auf 5 cm vergrößert. Der überkritische Widerstand wird dadurch merklich verringert.
2. Eine zusätzliche Stange wurde schräg von hinten radial zur Kugel in den Totraum bis unmittelbar an die Kugeloberfläche herangeführt. Der überkritische Widerstand steigt je nach Stangendurchmesser erheblich an. Die schräge Stange stört also das Strömungsbild, während die Mittelstange umgekehrt strömungsführend wirkt.
3. Es konnte nicht festgestellt werden, daß Drähte welche das Gebiet hinter der Kugel durchqueren, innerhalb der Meßgenauigkeit die Widerstandshöhe und überhaupt den Kurvenverlauf beeinflussen. So wurde für ein 8 cm hinter der Kugel angeordnetes radiales Kreuz von 2,2 mm starken Drähten ein Widerstandsverlauf festgestellt, welcher vollkommen mit dem der einfachen Anordnung übereinstimmt.
4. Eine Erweiterung der Abschirmung des Wagen-gestänges nach vorwärts zur Kugel hin bis zu einer Entfernung von 8 cm von deren Rückseite verringert ähnlich wie die verstärkte Mittelstange den überkritischen Widerstand.
5. Der unterkritische Widerstand wird durch die genannten Eingriffe kaum beeinflusst. Nur besonders grobe Maßnahmen im Gebiete hinter der Kugel sind unterkritisch wirksam.
6. Ein Einfluß aller vorgenommenen Versuche auf den Übergang vom unterkritischen zum überkritischen Gebiet ist nicht zu erkennen. Erst bei c_w -Werten unterhalb von 0,2 ist der führende Einfluß der mittleren Haltestangen bzw. der störende der schrägen Stangen bemerkbar.

Diese Feststellung ist wichtig für Turbulenzmessungen mit Hilfe der Kugel.

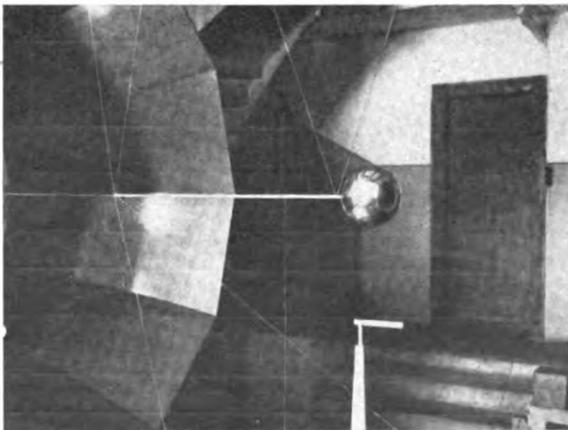


Abb. 4. Aufhängung der 15-cm-Kugel im Braunschweiger Windkanal, das hintere nach oben führende Drähtepaar führt zu der über dem Strahl angeordneten Waage.

b) Abhängigkeit des überkritischen Widerstandes vom Durchmesser der Haltestange.

Bei weiteren Versuchen waren die Kugeln nach Abb. 4 auf eine rückwärtige Haltestange aufgeschraubt. Die Stange ist ihrerseits an Stahldrähten von 0,4 und 0,7 mm Durchmesser aufgehängt. Durch den mechanischen Aufbau wird die waagerechte Luftkraft in senkrechte Richtung umgelenkt und so an einer Hebelwaage gewogen. Durch einen nach rückwärts über eine Rolle führenden Draht wird eine Vorspannung gegeben und geeicht. Der Eigenluftwiderstand der Aufhängung betrug unterkritisch nur etwa $\frac{1}{3}$, überkritisch etwa $\frac{2}{3}$ des Kugelwiderstandes.

An einer 15-cm-Kugel wurden Versuche mit verschiedenen dicken Haltestangen ausgeführt. Der Durchmesser der eigentlichen nur 1 cm starken Haltestange wurde nacheinander durch Aufschieben von Blechhülsen auf 2, 4 und 6 cm gebracht.

Bei der Trennung der Kugel von der Haltestange, welche vorgenommen wird, um den Eigenluftwiderstand der Aufhängung bei vorgeblendeter Kugel zu bestimmen, werden auf die freigewordenen Flächen von Kugel und Haltestange Druckkräfte wirksam. Es ist bei dicken Haltestangen zu überlegen, in welcher Weise diese Kräfte bei der Errechnung des Kugelwiderstandes zu berücksichtigen sind. Bei den vorliegenden Versuchen ist der Kugelwiderstand in einfacher Weise als Unterschied zwischen dem Gesamtwiderstand (Kugel + Aufhängung) und dem Widerstand der Aufhängung bestimmt worden. Der so erhaltene Kugelwiderstand ist derjenige, der in Abwesenheit der Stange dann vorhanden sein würde, wenn das Strömungsbild das gleiche bliebe wie mit Stange. Dabei würde eine gleich große statische Luftkraft auf den freigewordenen Teil der Kugelrückseite wirken, wie sie an der Stirnfläche der Stange vorhanden ist. In der Berechnung heben sich diese Kräfte auf, weil sie bezogen auf den Kugelwiderstand entgegengesetztes Vorzeichen haben.

Das Ergebnis der Versuche mit verschiedenen Haltestangen ist nach Abb. 5 folgendes:

1. In Übereinstimmung mit den Feststellungen unter a) hat die rückwärtige Haltestange im unterkritischen Widerstandsbereich keinen feststellbaren Einfluß.

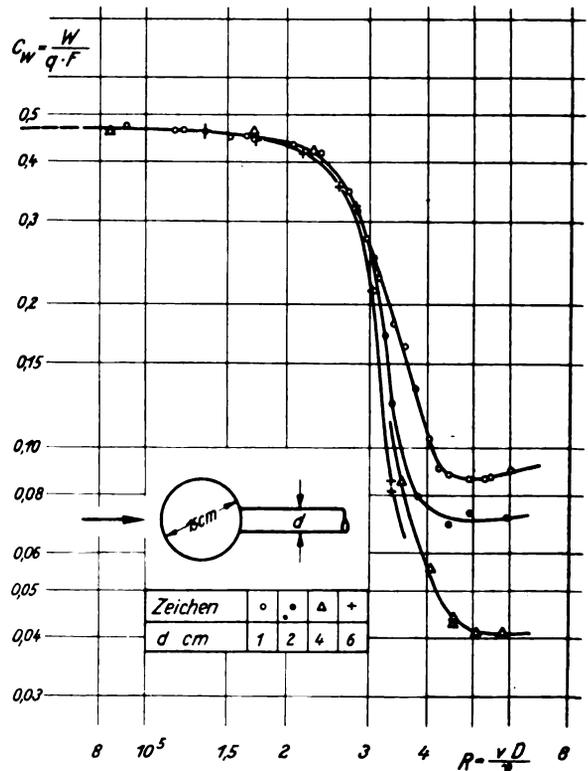


Abb. 5. Einfluß der rückwärtigen Haltestange auf den Widerstandsverlauf der Kugel.

2. Auch auf den Eintritt des Überganges zum überkritischen Gebiet hat die Haltestange praktisch keinen Einfluß. Nur die dickste Stange (über $\frac{1}{3}$ des Kugeldurchmessers!) führt den Übergang anscheinend etwas früher herbei.
3. Die Einwirkung der verschiedenen rückwärtigen Haltestangen auf den überkritischen Widerstand ist dagegen bedeutend. Der Widerstandsbeiwert sinkt um über die Hälfte ab.

In der DVL sind nach einem anderen Versuchsverfahren bestätigende Messungen ausgeführt worden. Eine 15-cm-Stahlkugel wurde an einem V-förmigen Drähtepaar als Pendel im Strahl des dortigen 1,2-m-Windkanales [18] aufgehängt. Hinter der Kugel wurden, getrennt von ihr, Haltestangen verschiedener Durchmesser befestigt. Die Aufhängeachse des Pendels wurde mittels eines Drehbank-supports dem Windstrom entgegen verschoben, bis die Kugel von der Stange freikam. Aus der Größe des Ausschlages wurde der Kugelwiderstand errechnet. — Die Genauigkeit der Pendelmessung ist nicht sehr groß, weil die Kugel starken Widerstandsschwankungen und seitlichen Schwingungen ausgesetzt ist (± 5 vH).

In Abb. 6 ist der Einfluß der Haltestange auf den überkritischen Widerstand der Kugel (bei jeweils bestimmter Reynoldsscher Zahl) aufgetragen. Daß die DVL-Messungen gegenüber den Braunschweiger Versuchen etwa doppelte Widerstandshöhe aufweisen, ist durch die Pendeldrähte verursacht, welche das Strömungsbild der Kugel in bekannter Weise [3], [41] stören.

Durch eine Haltestange mit $d = \frac{1}{10} \cdot D$ wird der überkritische Widerstand um 12 bzw. 18 vH vermindert. Die großen Stangendurchmesser in der Ordnung von $d = \frac{1}{2} \cdot D$ sind gemessen worden, um über den weiteren Verlauf der Kurve eine Vorstellung zu bekommen; der Widerstand sinkt bis etwa auf $\frac{1}{4}$ ab. — Es wurde eine gleichartige Widerstandsverminderung durch verschiedene Versuchsverfahren gefunden. Je zwei den Abb. 3 und 12 entnommene Werte passen außerdem in das Kurvenbild. — Für überkritische Widerstandsmessungen ist nach Abb. 6 eine möglichst dünne Haltestange vorzusehen ($d = 0,06 \cdot D$?).

Zur Erklärung der Beeinflussung Stange/Kugel kann folgendes angeführt werden:

1. Durch eine dicke Stange wird der theoretisch zu erwartende Druckanstieg (Abb. 2) an der Kugelrückseite abgekürzt.
2. Die Haltestange kommt in ihrer Wirkung in etwa einem kegeligen Ansatz (Stromlinienform) gleich. Die Strömung legt sich bald an dieselbe an und schafft die angesammelten Grenzschichtteile vorteilhaft fort.
3. Ausbildung und Querwanderung größerer Wirbel wird durch eine Stange beeinflusst. Die Stange ändert dadurch das Strömungsbild.

3. Messung von Windkanalturbulenz mittels der Kugel.

a) Begriff der Turbulenz.

Bei Modellmessungen in Windkanälen beeinflusst in manchen Fällen die Turbulenz des verwendeten Luftstromes Größe und Verlauf der Luftkräfte. So ist z. B. der Höchstauftrieb von Tragflügeln von der Turbulenz bekanntlich stark abhängig. Die Kenntnis der in einem Kanal wirkenden Turbulenz ist daher notwendig.

Der Begriff Turbulenz ist vieldeutig, insofern die einzelnen, durch gemeinsam kreisende oder schwingende Bewegung von Luftteilen gebildeten »Turbulenzballen« sehr verschiedene Ausdehnung (Durchmesser) haben und in verschiedener Folgezeit auftreten können. In freier Atmosphäre sind jedem Flugzeugführer grobe Störungen unter dem Begriff Böen bekannt. Ihre Ausdehnung ist in der Größenordnung der Flugzeuge anzunehmen. Von solchen groben Störungen ist die Windkanalströmung durch die Art der Führung und durch Gleichrichter befreit. Dagegen ist sie von feinen Wirbeln, deren Durchmesser in der Größenordnung von 1 cm liegt, mehr oder weniger durchsetzt. Diese feinen Störungen wirken erfahrungsgemäß auf die Grenzschicht angeströmter Körper ein.

Von solcher grenzschichtwirksamen Turbulenz ist im folgenden die Rede. Die Art der Turbulenz ist also durch ihre Wirkung gekennzeichnet, ohne daß über ihr Wesen und ihren Mechanismus näheres bekannt zu sein braucht. Offenbar entsprechen aber der Turbulenz bestimmte Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen der Strömung. Und diese sind mit Hilfe von Hitzdraht und Oszillograph in Amerika [19] [12] gemessen und aufgezeichnet worden. Ins einzelne gehende Feststellungen über den Vorgang der turbulenten Strömung und über die Größe der schwingenden Luftballen sind bei diesen Messungen nicht gemacht worden.

b) Meßverfahren.

Nach dem im Abschnitt 1b über die Vorgänge in der Kugelgrenzschicht Gesagten ist verständlich, daß im Bereiche dicht unterhalb der kritischen Kennzahl der Übergang zum überkritischen Strömungsverlauf durch die in der verwendeten Strömung bereits vorhandene Turbulenz vorzeitig herbeigeführt wird. Diejenige Reynoldssche Zahl, bei der der Widerstand einer Meßkugel auf den überkritischen geringeren Wert absinkt, ist daher ein Maßstab für die der Strömung innewohnende grenzschichtwirksame Turbulenz. Diese Möglichkeit ist zur vergleichenden Turbulenzmessung in Windkanälen häufig benutzt worden. Üblicherweise wird als kritische Kennzahl diejenige Reynoldssche Zahl angegeben, bei der der Widerstandsbeiwert $c_w = 0,3$ ist. Der Zusammenhang zwischen der kritischen Kugelnennzahl und den Geschwindigkeitsschwankungen ist in Abb. 7 dargestellt.

Die Verwendung der Kugel als Anzeiger für die Turbulenz, ein Verfahren, welches erstmalig 1914 von Prandtl [7] vorgeschlagen wurde, hat den für die Praxis der Windkanäle wesentlichen Umstand für sich, daß un-

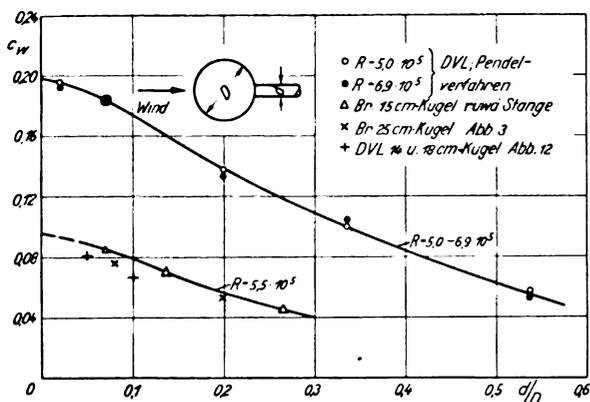


Abb. 6. Überkritischer Widerstand verschiedener Kugeln in Abhängigkeit vom Durchmesser der Haltestange.

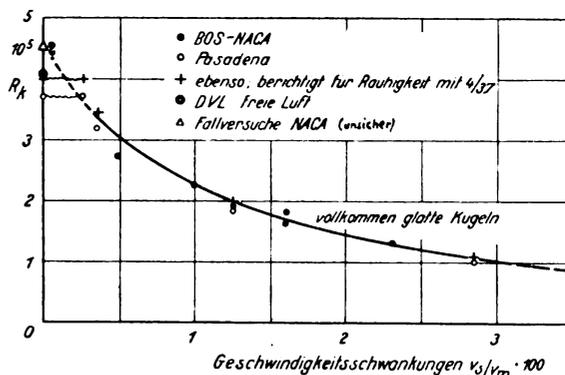


Abb. 7. Zusammenhang zwischen der kritischen Kennzahl der Kugel und den Geschwindigkeitsschwankungen der turbulenten Strömung.

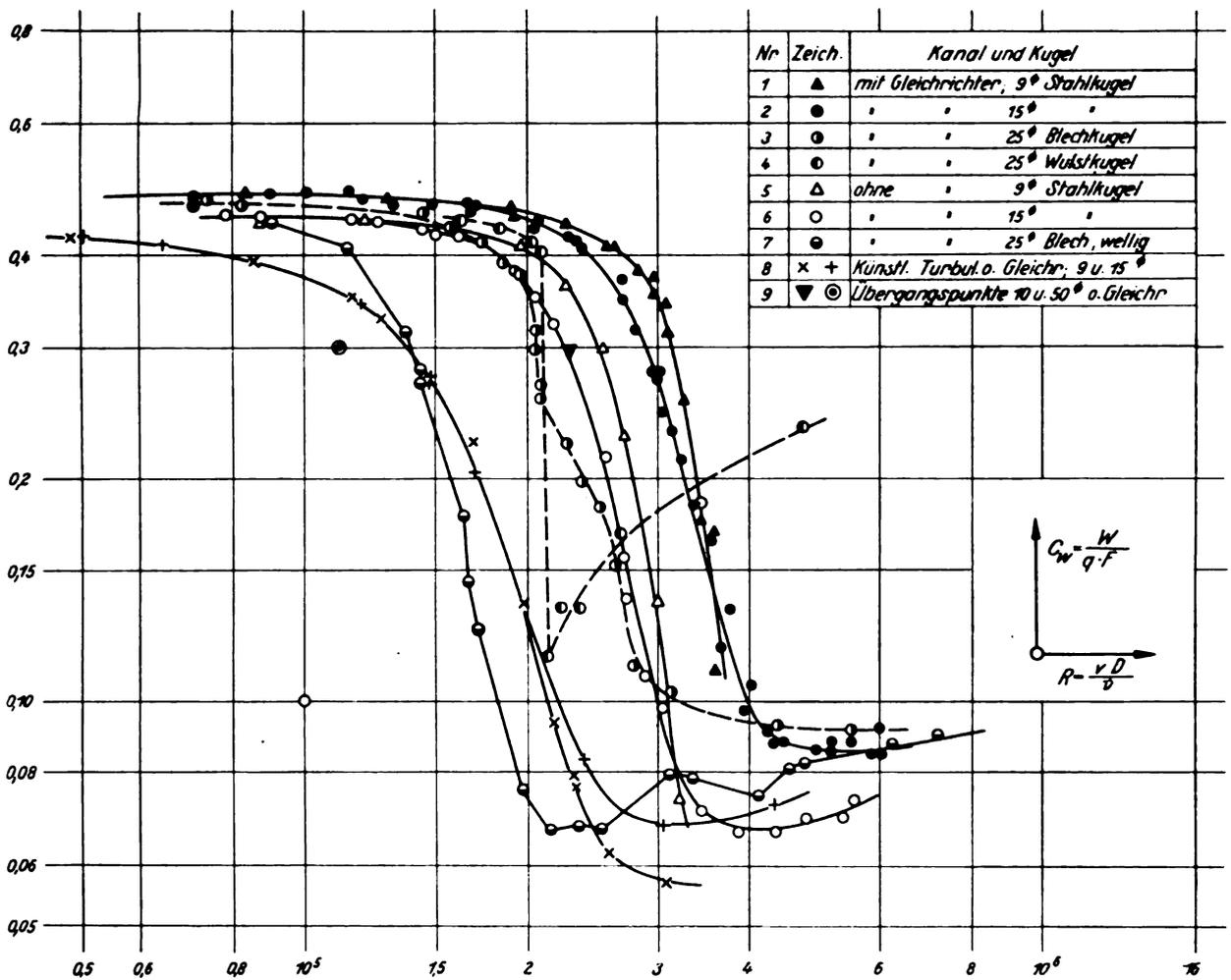


Abb. 8. Widerstandsverlauf verschiedener Kugeln im Braunschweiger Kanal.

mittelbar der Einfluß der Turbulenz auf einen angeströmten Körper angezeigt wird.

Nach den in Abschnitt 2 mitgeteilten Versuchen hat die Art der Aufhängung, sofern sie von rückwärts an die Kugel heranführt, keinen Einfluß bei Turbulenzmessungen. Demgegenüber beeinflusst die Oberflächenbeschaffenheit der Meßkugel die kritische Geschwindigkeit in gleicher Größenordnung wie die Turbulenz der Strömung (vgl. Abschnitt 6). Es sind daher bei Turbulenzmessungen formgenaue und mit allen technischen Mitteln geglättete Kugeln zu verwenden.

c) Turbulenz bei verschiedenen Geschwindigkeiten.

Die vom Verfasser sowohl im Braunschweiger, als auch im 1,2-m-DVL-Windkanal ausgeführten Messungen mit Kugeln verschiedener Durchmesser zeigten, daß die kritischen Reynoldsschen Zahlen großer Kugeln merklich kleiner waren als diejenigen kleiner Kugeln. Für den Braunschweiger Kanal ergaben sich nach Abb. 8 folgende kritische Zahlen R_k (mal 10^3) und zugehörige kritische Geschwindigkeiten v_k :

ohne Gleichrichter	9-cm-Kugel	$R_k = 2,52$	$v_k = 39$ m/s
	15- " "	" = 2,25	" = 21 " "
mit Gleichrichter	9- " "	" = 3,18	" = 49 " "
	15- " "	" = 2,95	" = 29 " "

Für den 1,2-m-DVL-Kanal ergab sich für:

15-cm-Stahlkugel	$R_k = 3,50$	$v_k = 34$ m/s
polierte 28 cm Siluminkugel	" = 3,20	" = 17 " "

Bei der Prüfung der wenigen, von anderen Kanälen bekanntgewordenen Messungen mit Kugeln verschiedener Durchmesser ist mehrfach festzustellen, daß die kritische

Kennzahl bei großen Kugeln geringer ist als bei kleinen Kugeln; z. B. [12] bei der 5-Zoll- und der 8,6-Zoll-Kugel im 10-Fuß-Kanal und neuerdings [15] bei vier verschiedenen Kugeldurchmessern. In Abb. 9 sind alle erwähnten Messungen über der kritischen Geschwindigkeit $v_k = R_k \cdot v / D$ aufgetragen.

Da an der Gültigkeit des Reynoldsschen Gesetzes auch für das kritische Gebiet der Kugel nicht zu zweifeln ist, muß geschlossen werden, daß der Grad der Turbulenz bei verschiedenen Kanalgeschwindigkeiten, die bei Kugeln verschiedener Durchmesser zur Erreichung gleicher Reynoldszahlen anzuwenden sind, verschieden groß ist. Die wirksame Turbulenz ist offenbar in allen Kanälen nach Abb. 9 bei kleinen Geschwindigkeiten am größten; sie nimmt mit der Geschwindigkeit merklich ab. Bestimmt man aus der Eichkurve nach Abb. 7 die der Turbulenz zugrunde

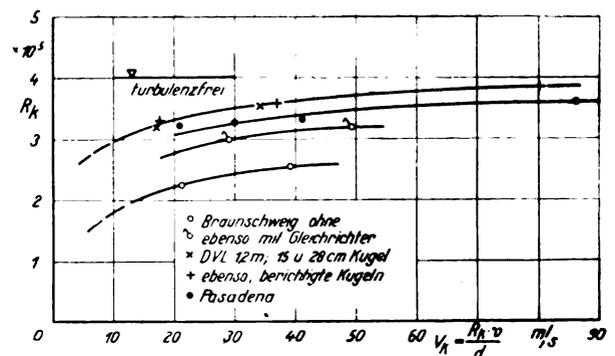


Abb. 9. Turbulenzmessungen bei verschiedenen Kanalgeschwindigkeiten.

liegenden Geschwindigkeitsschwankungen, so ergibt sich, daß dieselben im 1,2-m-DVL-Kanal und im Pasadena-Kanal von 0,3 vH bei kleinen, auf 0,1 vH bei hohen Geschwindigkeiten zurückgehen.

Die Erscheinung, daß die Übergangskurven verschieden großer Kugeln nicht zur Deckung kommen, müßte bei Schleppversuchen in ruhendem Wasser verschwinden, weil hier natürlich keine Turbulenz enthalten ist. Die bekanntgewordenen Messungen von Krey [22] an Kugeln und von Eisner [23] an Zylindern bringen nicht den erwarteten Beweis, weil bei beiden die Grenzschicht durch die Art der Aufhängung an empfindlicher Stelle gestört wird.

Bei vergleichenden Turbulenzmessungen in verschiedenen Kanälen erscheint es nach dem oben Gesagten nützlich, den Kugeldurchmesser bzw. den kritischen Geschwindigkeitsbereich zu berücksichtigen. Es könnte z. B. eine Kugel verwendet werden, deren Durchmesser so bemessen ist, daß der kritische Übergang im jeweiligen Geschwindigkeitsbereich normaler Modellmessungen liegt. — Für die Praxis der Windkanäle folgt aus Abb. 9 möglicherweise die Vorschrift, mit großen Geschwindigkeiten zu arbeiten, wenn es auf turbulenzarme Messungen ankommt.

d) Vergleich verschiedener Windkanäle.

In Abb. 10 sind verschiedene aus anderen Kanälen stammende Kugelmessungen in üblicher Weise doppelt-logarithmisch aufgetragen. Die Braunschweiger und DVL-Messungen stimmen besonders gut überein mit den Göttinger Kurven [14], sowohl in der unter- und überkritischen Widerstandshöhe als auch im Verlauf des Überganges.

Es ist bekannt, daß durch Verengung des Strömungsquerschnittes sehr gleichmäßige Versuchsluftströme erzeugt werden (vgl. [24] S. 73). Offenbar wird durch eine solche

Tafel I. Turbulenzmessungen mit Hilfe der Kugel; die Turbulenz entspricht der kritischen Kennzahl R_k mal 10^6 ; Verengungsverhältnis $f = F_0/F$.

Lfd. Nr.	Kanal	Bemerkungen	f	R_k (10^6)	Quelle
1	DVL 1,2-m-Kanal	ohne Gleichrichter	4,0	2,6	—
2	»	mit	4,0	3,2	—
3	»	mit Vorsatzdüse	22,0	3,5	—
4	»	ebenso; berichtigt	22,0	3,8	—
5	»	glatte 15-cm-Kugel	4,0	3,5	—
6	»	Zustand 1935	4,0	3,6	—
7	Göttingen, großer	mit Gleichrichter	5,0	3,2	[14]
8	» kleiner	»	2,1	2,8	[14]
9	» Luftschauben-	kleine Düse	6,2	3,1	[14]
10	» Luftschauben-	große Düse	2,8	2,4	[14]
11	Braunschweig	ohne Gleichrichter	4,8	2,4	—
12	»	mit	4,8	3,0	—
13	NACA Überdruck-	geschlossen (1925)	1,0	0,9	[11]
14	»	Freistrah (1929)	2,5	1,6	[13]
15	»	geschlossen (1930)	1,0	1,2	[13]
16	» Tunnel Nr. 1	mit Gleichrichter	3,1	1,7	[21]
17	» Senkrechter	Freistrah ohne	3,2	1,8	[28]
18	» Full Scale-	Strahlmitte	5,0	3,4	[16]
19	»	im übrigen	5,0	3,7	[16]
20	BOS 10-Fuß-Kanal	langer Anlauf	1,0	2,3	[12]
21	» 4,5-Fuß-Kanal	kurzer Anlauf	1,0	1,7	[12]
22	» 3,0-Fuß-Kanal	»	5,5	2,7	[12]
23	Galcit Pasadena	ohne Gleichrichter	4,0	3,3	[15]
24	Massachusetts 7,5 Fuß	NPL-Bauart	1,5	2,1	[9]
25	Akron Guggenheim	Senkrecht Frei	4,2	2,6	[29]
26	NPL Überdruck-	nichts bekannt	—	1,9	[30]
27	Turin	NPL-Bauart	4,5	2,0	[31]
28	DVL freie Luft	Flug-u. Fahrversuch	—	4,0	—
29	Galcit freie Luft	Flugversuch	—	3,7	[15]
30	MIT	Schleppversuch	—	2,9	[26]

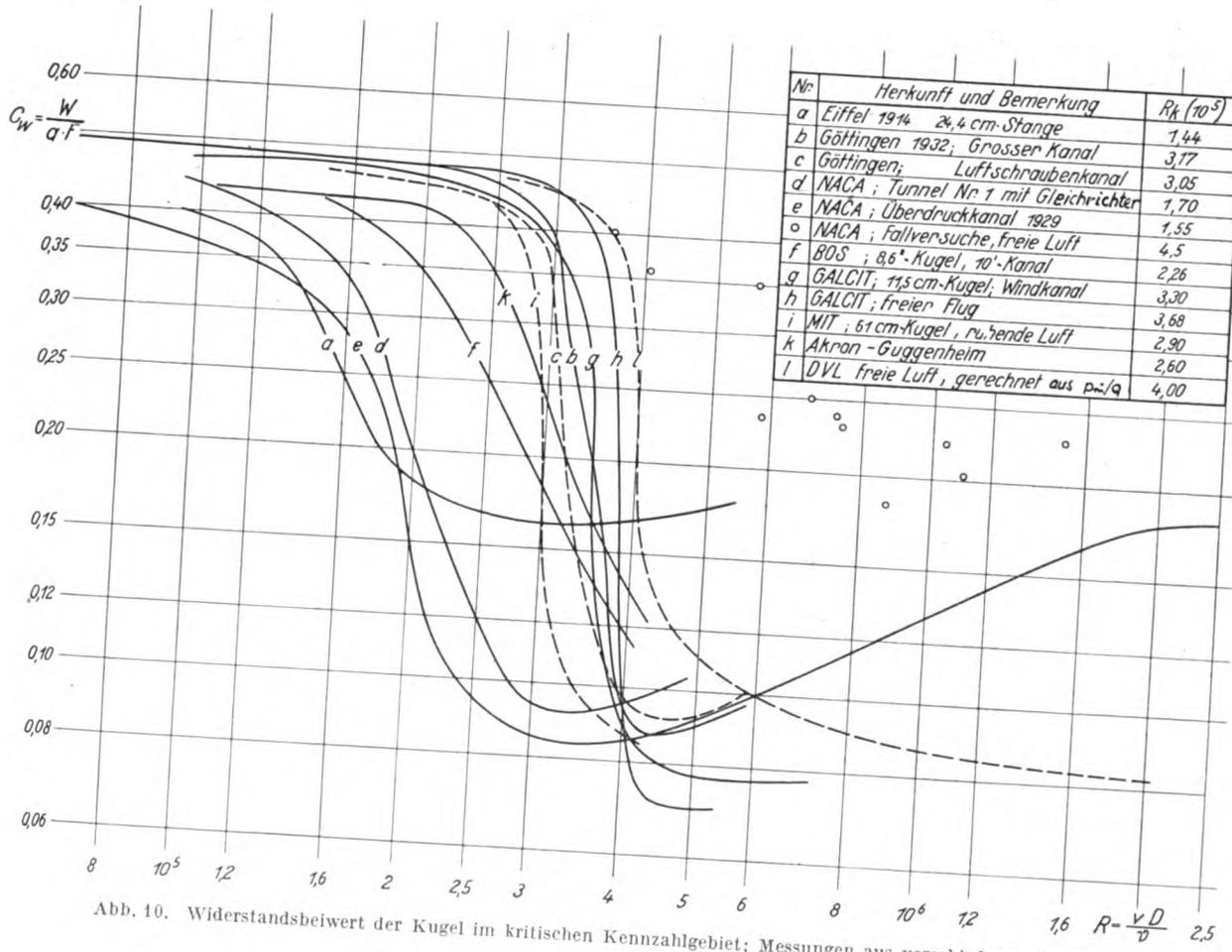


Abb. 10. Widerstandsbeiwert der Kugel im kritischen Kennzahlgebiet; Messungen aus verschiedenen Kanälen.

Verengung in gleicher Weise, wie örtliche Geschwindigkeitsunterschiede ausgeglichen werden, auch die Turbulenz der Strömung wesentlich verringert. In Abb. 11 sind die die Turbulenz kennzeichnenden kritischen Reynoldsschen Zahlen, wie sie in verschiedenen Kanälen für die Kugel gefunden worden sind, über dem Verengungsverhältnis dieser Kanäle aufgetragen.

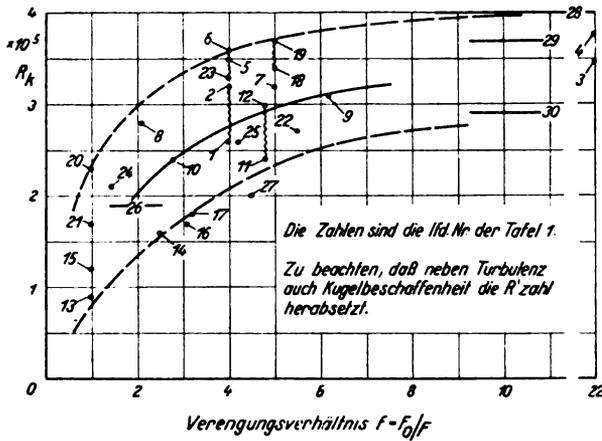


Abb. 11. Einfluß der Kanalverengung auf die Turbulenz des Windstromes; kritische Kugelnennzahlen aufgetragen über dem Verengungs-Verhältnis.

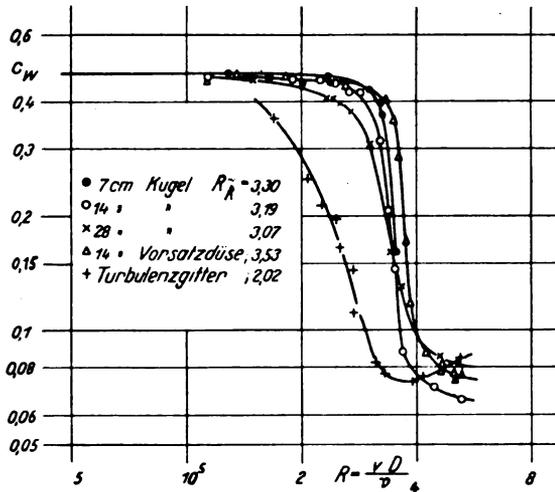


Abb. 12. Widerstandsverlauf verschiedener Kugeln im 1,2-m-Windkanal der DVL.

In zwei Fällen sind Werte vorhanden, welche für denselben Kanal bei Verwendung verschieden großer Düsen, also bei verschiedenen großen Kontraktionsverhältnissen gemessen wurden. So ist im 1,2-m-DVL-Kanal versuchsweise eine Vorsatzdüse angebracht und der Düsenquerschnitt von 1,13 auf 0,2 m² vermindert worden. Der mit Vorsatzdüse (Verengung 22 zu 1) gemessene Wert $R_k = 3,53 \cdot 10^5$ (Abb. 12) nähert sich dem an der gleichen Kugel für turbulenzfreie Luft (Abschnitt 5) festgestellten Werte $R_k = 3,72 \cdot 10^5$.

Aus Abb. 11 ist ersichtlich, wie die Güte der Kanäle hinsichtlich ihrer Turbulenz mit dem Verengungsverhältnis zunimmt. Natürlich hängt die in der Meßstrecke eines Kanals festgestellte Turbulenz nicht nur von der Verengung, sondern in erheblichem Maße auch von der Güte der Strömung vor dieser Kontraktion ab (Störungen durch Gebläse, Erweiterung und Umlenkung). Wesentlich ist auch die Länge der Beruhigungsstrecke, die der Düsenverengung vorgeschaltet ist. Die kritischen Kennzahlen betragen für die turbulenzreichsten Kanäle $R_k \approx 1,0$, für gute Kanäle der früheren englischen Bauart (ohne wesentliche Verengung, langer Anlauf) $R_k = 1,7$ bis 2,3, für gute Kanäle der Göttinger Bauart (Verengung 4 bis 5 auf 1) $R_k = 3,0$ bis 3,5 und für turbulenzfreie Luft (Abschnitt 5)

$R_k = 3,7$ bis $4,1 \cdot 10^5$. Die Messung im 1,2-m-DVL-Kanal (Zustand 1935) übertrifft mit $R_k = 3,6$ alle zur Zeit aus anderen Kanälen bekannten Werte.

4. Windkanalversuche betreffend Turbulenz.

a) Druckmeßverfahren zur Bestimmung der kritischen Kennzahl.

Nach Abschnitt 1 ändert sich der Widerstand der Kugel durch die Druckverteilung. Es liegt daher nahe, bei Verwendung der Kugel als Turbulenzanzeiger einfach den an ihrer Rückseite herrschenden Druck zu beobachten. Dieser Druck muß dem Widerstandsbeiwert entsprechend einen kritischen Wert durchlaufen.

Die Messung des Rückseitendruckes geschieht folgendermaßen. Die Kugel wird auf ein rückwärtiges Rohr aufgeschraubt. Dort, wo das Rohr die Kugeloberfläche trifft, ist es viermal angebohrt, so daß durch das Halterrohr hindurch der im Winkel zwischen Kugel und Rohr herrschende statische Druck fortgeleitet wird.

In Abb. 13 sind für zwei Kugeln zusammengehörige Widerstands- und Druckwerte über der gleichen Reynoldsschen Zahl aufgetragen. Die Druckkurve (p_{r0}/q)

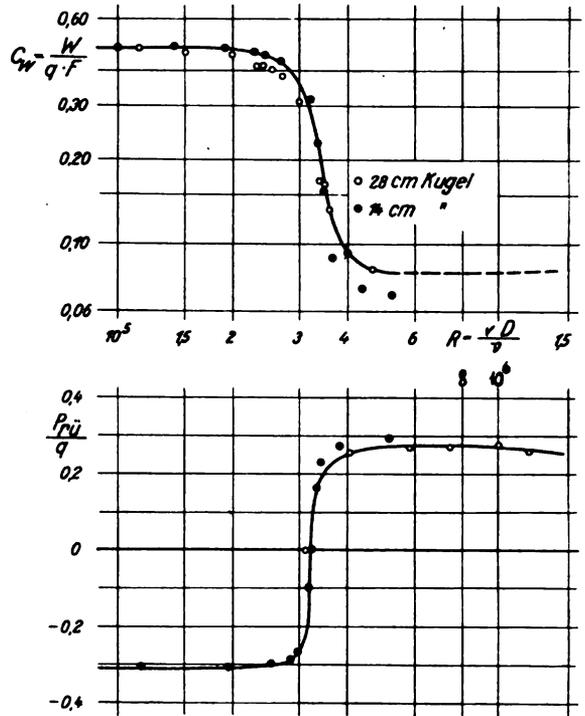


Abb. 13. Widerstand und Rückseitendruck zweier Kugeln in Abhängigkeit von der Kennzahl; DVL-Windkanal.

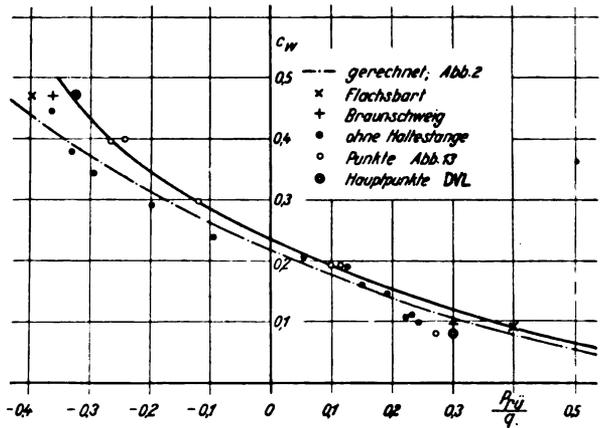


Abb. 14. Zusammenhang zwischen dem Widerstand der Kugel und dem an ihrer Rückseite herrschenden Druck.

entspricht spiegelbildlich der Widerstandskurve (c_w). Der Zusammenhang von $p_{r\ddot{u}}$ und c_w ist durch gleichzeitige Messung genauer festgestellt und in Abb. 14 aufgetragen. Die Kurve gilt streng genommen nur für den gemessenen Fall: »vollkommen« glatte 15-cm-Kugel in turbulenzarmer Strömung ($R_k = 3,6 \cdot 10^5$). Es darf aber angenommen werden, daß z. B. in turbulenter Strömung ziemlich der gleiche Zusammenhang zwischen c_w und $p_{r\ddot{u}}$ besteht. — In der Abbildung liegen die Meßpunkte unterhalb der aus der Druckverteilung zu errechnenden Kurve. Diese Unstimmigkeit ist nicht aufgeklärt worden.

Als kritische Kennzahl wird zweckmäßig jene bezeichnet, bei der der Druck an der Kugelrückseite vom negativen unterkritischen zum positiven überkritischen wechselt, wo also $p_{r\ddot{u}} = 0$ ist. Die so bestimmten Zahlen liegen etwas über den durch Widerstandsmessung (für $c_w = 0,3$) erhaltenen (etwa 2 vH).

Der kritische Staudruck q_k wird bei den Messungen sehr genau bestimmt. Eine Über- oder Unterschreitung von q_k um 1 vH macht sich darin bemerkbar, daß $p_{r\ddot{u}}$ sich um etwa 8 vH des Staudruckes vom Nullpunkt entfernt. Geringste Turbulenzunterschiede werden daher empfindlich angezeigt.

Bei Turbulenzmessungen wird die durch die Bestimmung des Widerstandes der Aufhängung umständliche Messung des Kugelwiderstandes durch das Druckmeßverfahren überflüssig. Es genügt, festzustellen, bei welchem Staudruck $p_{r\ddot{u}} = 0$ wird; R_k wird also durch einen einzigen Meßpunkt ermittelt.

b) Durch einzelne Drähte erzeugte Turbulenz.

In manchen Fällen ist es nützlich, bei Modellmessungen in Windkanälen Turbulenzgitter anzuwenden; nämlich dann, wenn durch Erzeugung künstlicher Turbulenz kritische Kennzahlgebiete (z. B. an Tragflügeln) übersprungen bzw. vorkritische Zustände vermieden werden (vgl. [32] S. 188). Um für solche Turbulenzgitter Unterlagen betreffend Drahtstärke und Drahtabständen zu bekommen, sind im DVL-Kanal mit Hilfe der Kugel als Turbulenzanzeiger die Wirbelstraßen einzelner Drähte untersucht worden.

In Abb. 15 ist die Wirkung von Drähten verschiedener Durchmesser, welche in bestimmtem Abstände vor der Kugel genau mittig zu dieser quer durch den Strahl gespannt waren, dargestellt. Der kritische Staudruck wird um so kleiner, je dicker der verwendete Draht ist.

Die Drahtturbulenz übt auf den überkritischen Kugel- $p_{r\ddot{u}}$ nach Abb. 15 zunächst eine unerwartete Wirkung aus. Durch Drähte geringer Durchmesser (etwa 1 mm) wird der Druck zunächst erhöht auf $+0,37 \cdot q$. Demnach müßte durch Vorschaltung eines dünnen Drahtes der überkritische Kugelwiderstand erniedrigt werden. Die Wirkung dünner Drähte war auch bei wesentlich größerer Kennzahl die gleiche. — Eine Erklärung könnte darin gesucht werden, daß durch den einzelnen Draht eine bestimmte Ebene der Strömung turbulent und die Anordnung der Wirbel hinter der Kugel hierdurch beeinflußt ist.

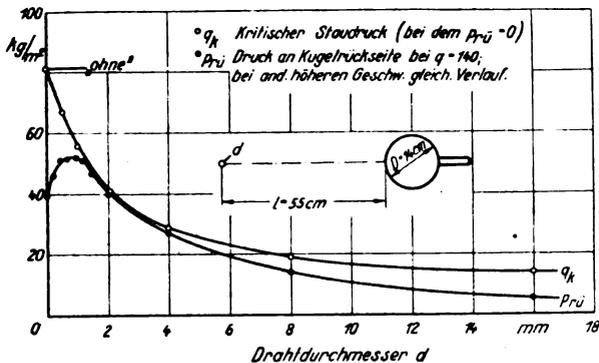


Abb. 15. Einfluß von Turbulenzdrähten verschiedener Durchmesser auf kritischen Staudruck und überkritisches Strömungsbild der Kugel.

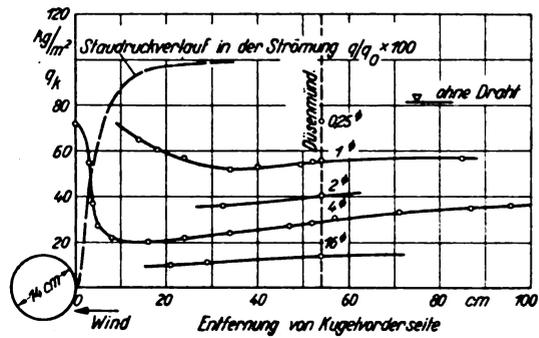


Abb. 16. Turbulenzwirkung einzelner Drähte, welche in verschiedener Entfernung vor der Meßkugel angebracht sind.

Das durch stärkere Turbulenz (dickere Drähte) verursachte Anwachsen des überkritischen Kugelwiderstandes (entsprechend dem Absinken des rückseitigen Druckes) ist zu erklären aus der nach bekannter Anschauung durch Turbulenz »scheinbar« verstärkten Zähigkeit der strömenden Luft. Die scheinbare Zähigkeit bewirkt überkritisch eine ähnliche Grenzschichtverzögerung, wie sie unterkritisch durch wirkliche Zähigkeit bekannt ist. — Diese Erkenntnis ist für die Anwendung von Turbulenzgittern bei Modellversuchen wichtig. Es wird durch künstliche Turbulenz zwar ein »überkritischer« Zustand herbeigeführt. Dieser Zustand weicht aber von dem durch Vergrößerung des Kennwertes verwirklichten wegen größerer wirksamer Zähigkeit der strömenden Flüssigkeit ab; es ist also ein dritter Zustand erreicht.

Aus Abb. 16 ist ersichtlich, in welcher Weise sich die Turbulenzwirkung von Drähten mit ihrer Entfernung stromaufwärts von der Kugel ändert. In unmittelbarer Kugelnähe ist die Wirkung der Drähte gering; offenbar bilden sich wegen der dort stark verminderten Strömungsgeschwindigkeit (in der Abbildung eingezeichnet) nur schwache Wirbel aus. Ähnliche Versuche mit Turbulenzgittern sind in [9] zu finden.

Von dem Einfluß der seitlichen Lage der Turbulenzdrähte zur Kugel, Abb. 17, ist auf die räumliche Ausbreitung der Wirbelstraßen hinter den Turbulenzdrähten zu schließen. Es haben insbesondere dünne Drähte (1 mm Durchmesser) eine ausgesprochene Richtwirkung. Der Umstand, daß diese Drähte ihre Wirkung schon fast ganz verlieren, wenn sie um Millimeter aus der Kugelachse entfernt werden, zeigt, daß es hier darauf ankommt, genau durch den Staupunkt Turbulenz in die Grenzschicht einzuführen. Dickere Drähte haben eine wesentlich weiter ausgebreitete Wirbelstraße hinter sich, deren Turbulenz auch dann noch in die Grenzschicht der Kugel eindringt, wenn die Drähte seitlich der Kugelachse angeordnet sind.

In Abb. 18 ist die Turbulenzwirkung zweier parallel laufender Drähte dargestellt. Es zeigt sich, daß bei gewissem geringen Abstände dieser Drähte ihre Wirkung verhältnismäßig klein ist. Offensichtlich kommen dann die benachbarten inneren Seiten der von den Drähten aus-

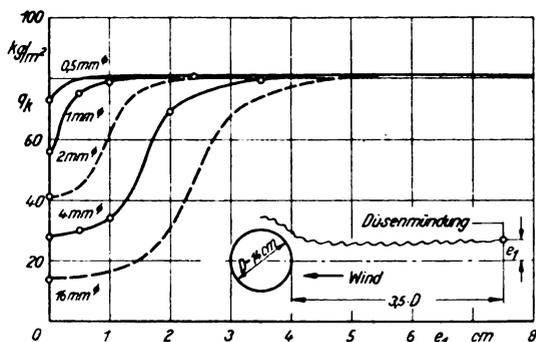


Abb. 17. Einfluß der seitlichen Lage von Turbulenzdrähten zur Kugel.

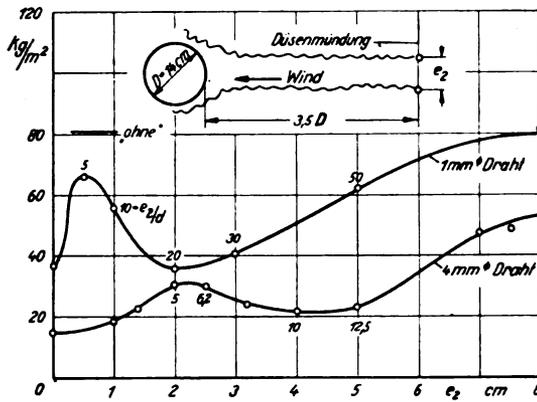


Abb. 18. Turbulenzwirkung eines Drähtepaares.

gehenden Wirbelstraßen nicht richtig zur Ausbildung. Wird der Abstand der Drähte vergrößert, so erreicht die von ihnen erzeugte Turbulenz einen Höchstwert (q_k erreicht einen Geringstwert). Bei weiterer Vergrößerung ihres Abstandes verlieren die Drähte ihre Wirkung, weil die von ihnen erzeugten Wirbelstraßen außen an der Kugel vorbeistreichen.

c) Beeinflussung der Grenzschicht durch akustische Luftschwingungen.

Durch amerikanische Hitzdrahtmessungen [19] [15] ist bekannt, daß ein bestimmter Zusammenhang zwischen der an einer Meßkugel beobachteten kritischen Reynoldsschen Zahl und den die Turbulenz bildenden Geschwindigkeitsschwankungen der Strömung besteht (Abb. 7). Es liegt der Gedanke nahe, daß akustische Luftschwingungen in gleicher Weise wie die gemessenen Geschwindigkeitsschwankungen auf die Grenzschicht angeströmter Körper einwirken. Zur Klärung dieser Frage sind verschiedene Kugeln einem starken Pfeifton ausgesetzt und beobachtet worden.

Der Ton von rd. 3000 Hz wurde mit einer Preßluftpfeife (1,5 bis 3 at an der Pfeife) erzeugt und durch einen Trichter aus 1 m Entfernung schräg von vorne auf die Kugel gerichtet. In Abb. 19 ist der Druckverlauf der 15-cm-Kugel wiedergegeben. Im übrigen ergaben sich für den Pfeifton folgende kritische Reynoldssche Zahlen (Werte ohne Ton in Klammern):

- 28-cm-Kugel $R_k = 3,04 \cdot 10^5$ (3,13)
- 15- » $R_k = 2,40 \cdot 10^5$ (3,50)
- 7- » $R_k = 2,74 \cdot 10^5$ (3,24)

Alle drei Kugeln werden durch den Ton beeinflusst; die kritischen Reynoldsschen Zahlen sind erniedrigt um 3 bis 31 vH. Die akustische Störung der Grenzschicht ist der durch Turbulenzgitter erzeugten ähnlich. — Die Tonstörung ist am geringsten bei der 28-cm-Kugel; ihre kritische Reynoldssche Zahl ist nur wenig verändert. Stark ist die Wirkung der Tonschwingungen bei der 15- und 7-cm-Kugel. Möglicherweise paßt die Frequenz der Schwingungen (3000 Hz) zu den kleinen Kugeln besser als zu der großen oder sie paßt besser zu den großen Geschwindigkeiten als zu den kleinen.

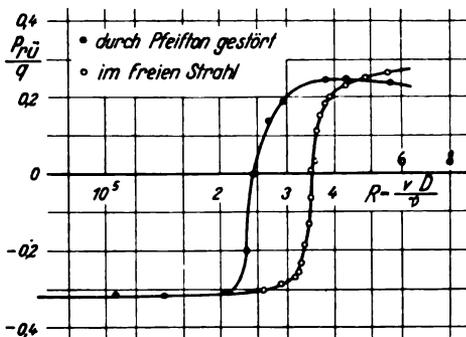


Abb. 19. Beeinflussung der Kugelgrenzschicht durch akustische Luftschwingungen.

— Die Grenzschichtwirkung der Tonschwingungen ist probeweise auch an einem Tragflügelmodell beobachtet worden; der Höchstauftrieb wurde (geringfügig) verändert.

Nach den derzeitigen Versuchserfahrungen entsteht grenzschichtwirksame Windkanalturbulenz

1. durch grobe Störung der Kanalströmung infolge zu starker Erweiterung, mangelhafter Umlenkung u. dgl.;
2. durch Wirbelstraßen, welche ausgehen von Gleichrichterwänden, Umlenkschaufeln und Turbulenzgittern;
3. durch (hörbare) Luftschwingungen, welche den Schaufelschlägen des Kanalgebläses entsprechen. Solche Schwingungen sind bereits gemessen worden [25].

5. Versuche betreffend Turbulenz der freien Luft.

a) Vorbemerkungen.

Über die grenzschichtwirksame Turbulenz der Atmosphäre sind folgende Kugelversuche bekannt:

1922 hat das NACA Kugeln aus großer Höhe abwerfen lassen und aus dem Fallvorgang Widerstand und Geschwindigkeit bestimmt [11].

1932 sind in Pasadena Flugversuche mit einer am Flugzeug gehaltenen Kugel ausgeführt worden. Der Kugelwiderstand wurde mittels einer besonderen hydraulischen Vorrichtung gemessen.

1934 ist in Pasadena eine große Kugel in einer geschlossenen Halle geschleppt worden [26]. Widerstandsmessung geschah durch mitfahrendes aufzeichnendes Gerät.

Da bei den ersteren beiden Versuchen für ruhige Luft sehr verschiedene kritische Reynoldssche Zahlen gefunden worden sind, hat die DVL 1933 ihrerseits Kugelmessungen in freier Luft ausführen lassen. Der Zweck dieser Versuche war, festzustellen, welche kritische Reynoldssche Zahl in turbulenzfreier Luft erreicht wird, um einen Maßstab, einen »Nullpunkt« für die im Windkanal ausgeführten Turbulenzmessungen zu gewinnen und jene Turbulenz der freien Luft zu messen, die an wirklichen Flugzeugen als grenzschichtwirksam zu erwarten ist.

b) Versuchsverfahren.

Die Wägung des Luftwiderstandes wurde ersetzt durch das im Abschnitt 4a beschriebene Druckmeßverfahren. Dieses Verfahren eignet sich besonders für Flugversuche, bei denen der Aufbau einer Waage sehr schwierig ist, Druckmessungen dagegen einfach auszuführen sind. — Die jeweilige Kugel wird aufgeschraubt auf eine rückwärtige Haltestange. Diese Stange ist in einer Gabel allseitig drehbar an der Spitze eines kleinen Mastes gehalten und trägt an ihrem Ende ein Leitwerk. Die Stange stellt sich wie eine Windfahne ein und kehrt die Kugel dem Winde zu. Der Mast wurde zuerst auf einem Kraftwagen und dann nach Abb. 20 auf dem Rumpf eines Flugzeuges aufgebaut.



Abb. 20. Aufbau einer Meßkugel (28 cm) auf dem Versuchsflugzeug Junkers W 34.

An der Kugelvorderseite befindet sich eine Bohrung, durch die der Staudruck q entnommen wird. An der Kugelrückseite wird im Winkel zwischen Kugel und Stange der Rückseitendruck $p_{r\ddot{u}}$ und an der Haltestange etwa 4 Kugeldurchmesser hinter der Kugel vor dem Leitwerk der statische Gegendruck p_0 abgenommen. Durch Windkanalversuche war festgestellt, daß der statische Druck hinter der Kugel sehr bald von seinem negativen (unterkritischen) oder positiven (überkritischen) Betrag zurückkehrt zu dem der ungestörten Strömung entsprechenden Werte p_0 . Unterkritisch ist das der Fall in einer Entfernung von etwa $3\frac{1}{2}$ Kugeldurchmessern von Kugelrückseite, überkritisch bereits nach $2\frac{1}{2}$ Durchmessern.

Es stellte sich bei den Flugversuchen heraus, daß das Druckfeld des Flugzeuges am Kugelort meist einen etwas anderen Wert aufweist, als an dem weiter hinten gelegenen Meßort für p_0 . Dieser Druckunterschied ist für verschiedene Fluggeschwindigkeiten und Fluglagen (Vollgasflug und Gleitflug) durch Vergleich von p_{stange} mit einem an Stelle der Kugel angebrachten statischen Meßrohr bestimmt worden. Die Kugelmessungen sind nach den erhaltenen Eichkurven berichtigt.

Das verwendete Flugzeug ist eine Junkers W 34 mit SH 20-Motor. Geschwindigkeitsbereich 90 bis 210 km/h. Der verwendete Kraftwagen ist ein offener Wagen älterer Bauart, welcher bis 85 km/h erreicht. — Zur Bestimmung der Reynoldsschen Zahl ist Temperatur und Luftdruck

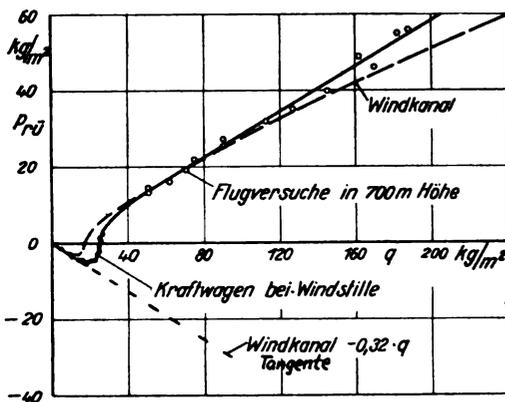


Abb. 21. Druckverlauf der 28-cm-Kugel in ruhender freier Luft; Kraftwagen- und Flugversuche.

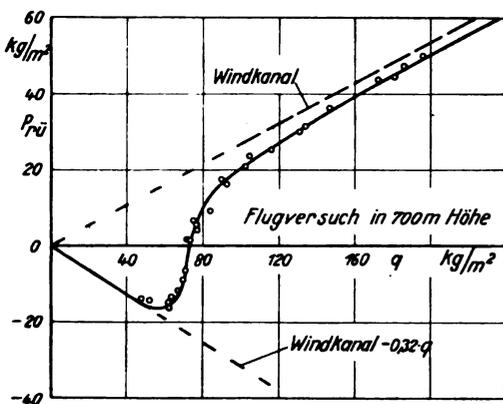


Abb. 22. Druckverlauf der 15-cm-Stahlkugel im Fluge.

(bei den Flugversuchen mittels Feinhöhenmessers) abgelesen worden. Die Messung der Drücke erfolgte durch zwei Differenzdruckmanometer Bauart Askania. Diese mit weichen Metall Dosen arbeitenden Zeigergeräte sind für Messungen an nicht ruhendem Orte sehr gut brauchbar: einfache Ablesung, empfindlich und trägheitslos auf etwa $\frac{1}{2} \text{ vH}$, ziemlich unempfindlich gegen Lage und Beschleunigung.

In Abb. 21 und 22 sind die Messungen an zwei Kugeln dargestellt. Unterkritisch folgen beide Kurven dem auch im Windkanal gemessenen Parameter $p_{r\ddot{u}} = -0,32 \cdot q$. Überkritisch verlaufen die Kurven im Bereiche der Parameter $p_{r\ddot{u}} = + (0,25 \text{ bis } 0,30) \cdot q$. — In Abb. 23 sind sämtliche Freiluftversuche und in Abb. 24 an den gleichen Kugeln im 1,2-m-DVL-Kanal ausgeführte Messungen maßfrei dargestellt.

c) Oberflächenbeschaffenheit.

Es zeigt sich nach Tafel II, daß unter den Siluminkugeln in turbulenzfreier Luft die größte Reynoldssche Zahl mit der größten Kugel (28 cm) erreicht wird. — Diese Kugeln sind gleichartig hergestellt (Siluminguß, genau abgedreht, mit Schellack poliert), besitzen also annähernd gleiche Oberflächenbeschaffenheit. Da die verbliebene Oberflächenrauigkeit bei kleinen Kugeln relativ zum Kugeldurchmesser größer erscheint, ist anzunehmen, daß bei diesen eben durch Rauigkeit kleinere kritische Reynoldssche Zahlen sich einstellen, als bei großen Kugeln. Die 28-cm-Kugel zeigt als die relativ glatteste die höchste Zahl $R_k = 4,03$ an.

Nach diesem Ausfall der Versuche ist die besonders glatte 15-cm-Kugel beschafft und im Fluge gemessen worden.

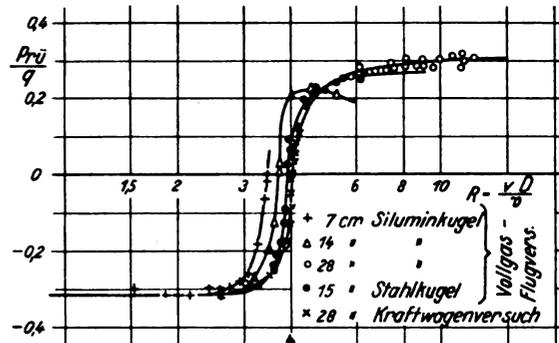


Abb. 23. Druckverlauf verschiedener Kugeln in turbulenzfreier Luft.

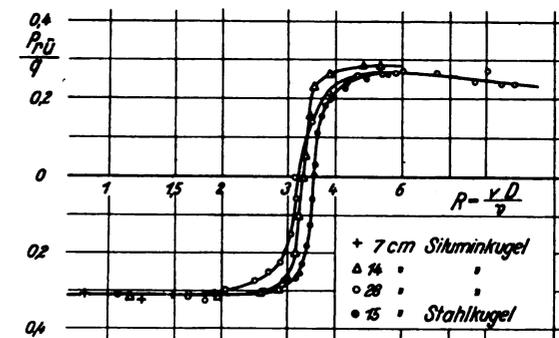


Abb. 24. Druckverlauf verschiedener Kugeln im 1,2-m-Windkanal der DVL.

Tafel II. Kritische Kennzahlen R_k (10^5) verschiedener Kugeln in freier Luft.

Kugel	ruhige freie Luft	bewegte Luft	1,2-m-Kanal
7 cm-Silumin	Vollgasflug 3,48	—	$3,38 \times 10^5$
14 » »	» 3,72	—	$3,27 \times 10^5$
28 » »	Kraftwagen 4,03	Straße bei Wind 2,70	$3,20 \times 10^5$
15 » Stahlkugel	Vollgasflug 3,92	bockiges Wetter 3,85	
	Gleitflug 4,00	Flugplatz 3,80	$3,50 \times 10^5$

Es ist dies die im Abschnitt 6a beschriebene Kugellagerkugel. Mit dieser Kugel ist ziemlich genau dasselbe R_k erreicht worden, wie mit der 28-cm-Kugel. In Anbetracht dessen, daß die Oberfläche der Siluminkugeln nach Möglichkeit geglättet war, muß festgestellt werden, daß der Einfluß der Oberfläche auf die kritische Kennzahl außerordentlich stark ist. Es ist wahrscheinlich, daß eine sorgfältig geglättete, und von Erschütterungen verschonte Kugel noch höhere Reynoldssche Zahlen erreicht als sie durch die vorliegenden Messungen bestimmt wurden. Die Extrapolation in Abb. 25 scheint auf 4,1 hinzuzielen.

d) Ergebnisse.

Mit der 15-cm-Stahlkugel sind zahlreiche Messungen in Flughöhen von 200 bis 4000 m Höhe sowohl im Horizontalflug, als auch im Vollgassteigflug und Gleitflug und bei verschiedenen Wetterlagen ausgeführt worden. Jeweils ist nur der kritische Staudruck (bei dem $p_{iü} = 0$ ist) bestimmt und die zugehörige kritische Reynoldssche Zahl errechnet worden.

Eine planmäßige Änderung der kritischen Reynoldsschen Zahl mit der Höhe über Erdboden oder dgl. ist nicht festgestellt. Es ergaben sich für die Atmosphäre kritische Zahlen zwischen $3,85$ und $4,05 \cdot 10^5$. Und zwar wurden im Gleitflug durchweg Zahlen gefunden um 0,1 größer als im Vollgasflug. Eine Erklärung hierfür wird in den Motorschütterungen gesucht.

Bei bockigem Wetter wurde (im Vollgasflug) der Wert $R_k = 3,85$ gefunden. Die grenzschichtwirksame Turbulenz der bockigen Wetterlage ist demnach sehr gering. Bei den Kraftwagenversuchen ergab sich bei Windstille $R_k = 4,03 \cdot 10^5$, auf der mit Bäumen besäumten Landstraße bei seitlichem Winde R_k bis herab zu $2,7 \cdot 10^5$, auf dem von Gebäuden umgebenen Flugplatz (5 m über dem Boden) bei Wind $R_k = 3,6$. In der Grenzschicht der Erdoberfläche ist also hinter Hindernissen grenzschichtwirksame Turbulenz vorhanden. Diese Feststellung stimmt überein mit Flugversuchen in Pasadena [15]. Dort wurde gemessen bei ruhigem Wetter $R_k = 3,68$ und bei Sturm wenige Meter über dem Boden $R_k = 3,45$.

Daß die in Pasadena gemessenen Zahlen erheblich unter den DVL-Werten liegen, dürfte auf die Beschaffenheit der verwendeten Kugel zurückgehen. — Bei neuerdings bekanntgewordenen Messungen [26] wurde an einer in geschlossener Halle geschleppten größeren Gummikugel die kritische Reynoldssche Zahl $R_k = 2,9 \cdot 10^5$ gemessen. Dieser Wert liegt noch weiter unterhalb der DVL-Messungen.

Die NACA-Fallversuche [11] sind mit Kugeln großer Durchmesser und natürlich frei von Motorschütterungen ausgeführt worden (stationärer Zustand im freien Fall? Veränderliche Luftdichte?). Wenn aus den in Abb. 10 eingetragenen Meßpunkten eine kritische Reynoldssche Zahl abgelesen werden soll, so könnte sie zwischen 4 und $5 \cdot 10^5$ liegen.

6. Versuche betreffend Oberflächenbeschaffenheit.

a) Einfluß auf die kritische Kennzahl.

Es ist bekannt, daß in Rohren und an ebenen Wänden die Oberflächenrauigkeit den Übergang von der laminaren zur turbulenten Grenzschichtströmung wesentlich begünstigt. Nach Abschnitt 1b ist daher selbstverständlich, daß die kritische Kennzahl der Kugel durch Rauigkeit oder Unregelmäßigkeit der Oberfläche herabgesetzt wird.

Bei den Braunschweiger Versuchen sind u. a. hohle Kupfer- und Messingblechkugeln benutzt worden, deren Oberflächen feine ringförmige Wellen und an den Lötungen entlanglaufende Wülste aufweisen. Im übrigen waren diese Kugeln blank poliert. Demgegenüber waren die hauptsächlich verwendeten Stahlkugeln genau gerundet; Kugellagerkugeln von 9, 12 und 15 cm Durchmesser, zur Verfügung gestellt von der Kugelfabrik Fischer in Schweinfurt.

Abb. 8 zeigt, wie unterschiedlich der Widerstandsverlauf der verschiedenen Kugeln ist. Bei den Blechkugeln

setzt im Vergleich zu den Stahlkugeln der kritische Übergang in allen Fällen bei merklich kleineren Reynoldsschen Zahlen ein. So ist z. B. bei einer 10-cm-Blechkugel $R_k = 2,08 \cdot 10^5$, während (bei gleichem Kanalzustand) für die 12-cm-Stahlkugel $R_k = 2,38$ und für die 9-cm-Kugel sogar $2,52 \cdot 10^5$ ist.

Bei einer 25 cm großen Blechkugel, welche längs ihrer Lötfluge im Äquator einen ringförmigen Wulst von etwa 0,4 mm aufwies, wurde beobachtet, daß bei bestimmter Geschwindigkeit ohne Zwischenzustand ein plötzlicher Sprung von der unterkritischen zur überkritischen Widerstandshöhe eintritt. Bei gleicher Geschwindigkeit wechselt ebenso plötzlich der überkritische Zustand wieder in den unterkritischen; Abb. 8.

Ergebnis: die Welligkeit der Oberfläche führt einen wesentlich früheren kritischen Übergang herbei. Der Verlauf des Überganges ist außerdem unregelmäßig und manchmal sprunghaft.

Der Einfluß der Oberflächenrauigkeit (ohne Welligkeit) ist an Zylindern näher untersucht worden. Leider fehlt in der englischen Quelle [8] die Angabe der verwendeten Korngröße, so daß der Grad der fraglichen Rauigkeit unbekannt geblieben ist.

Bereits in Abschnitt 5c ist bei den Freiluftversuchen auf Oberflächenrauigkeit geschlossen worden. Diesbezügliche planmäßige Versuche sind daraufhin mit der 28-cm-Siluminkugel ausgeführt worden. Die Kugel wurde mit Schellacklösung bestrichen und Quarzsandkörner bestimmter ausgießbarer Größe aufgestreut. Die Körner liegen dicht aneinander; ihre Größe dient als Rauigkeitsmaß.

Aus Abb. 25 ist ersichtlich, in welchem Maße die kritische Kennzahl der Kugel mit der Rauigkeit heruntergeht. Die Extrapolation auf $k/D = 0$ ergibt für turbulenzfreie Luft ungefähr $R_k = 4,1 \cdot 10^5$; dies ist die für die Kraftwagenversuchsbedingungen gültige kritische Kennzahl der vollkommen glatten Kugel in turbulenzfreier Luft. — Es sind in der Abbildung u. a. eingetragene Messungen an den verschiedenen Siluminkugeln. Die Rauigkeit dieser Kugeln ist geschätzt auf $1/100$ bzw. $1,5/100$ mm.

b) Abhängigkeit des überkritischen Widerstands.

Auch oberhalb der kritischen Kennzahl ist die Grenzschicht bestimmend für den Widerstand. Je stärker dieselbe an der Kugelvorderseite z. B. durch Oberflächenrauigkeit verzögert wird, um so größer ist der Formwiderstand.

Nach geltender Anschauung wirkt eine Oberfläche aerodynamisch dann als glatt, wenn die Rauigkeitserhebungen in der oberflächennächsten laminaren Teilschicht der Grenzschicht, die auch in der turbulenten Grenzschicht vorhanden ist, ganz eingebettet sind. Unter dieser Voraussetzung ist es überhaupt nur möglich, überkritisch aerodynamisch vollkommen glatte Kugeln technisch herzustellen. Bei ebenen Flächen, welche in Strömungsrichtung liegen, wird überkritisch die zulässige Korngröße

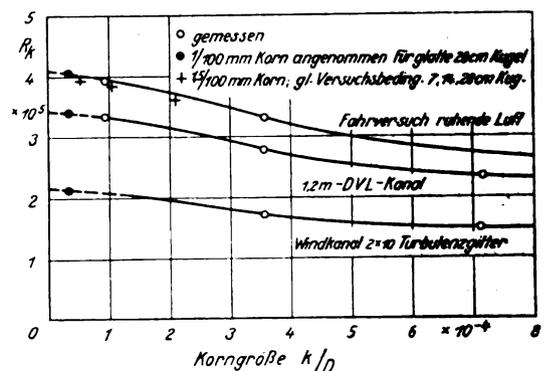


Abb. 25. Abhängigkeit der kritischen Kugelkennzahl von der Oberflächenrauigkeit.

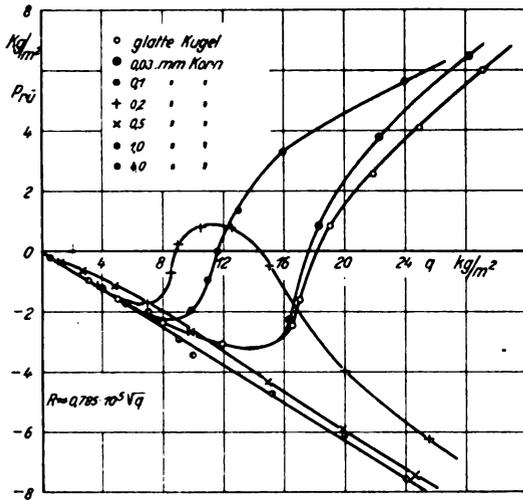


Abb. 26. Druckverlauf der 28-cm-Kugel bei verschiedener Rauigkeit; 1,2-m-DVL-Kanal.

mit der Kennzahl stetig kleiner. Grenzbedingung für die Korngröße ist der ungefähr gleichbleibende Wert $R_{\text{Korn}} = \nu \cdot k/\nu = 1,5 \cdot 10^3$ [27]. Bei der turbulenten rauhen Reibung wird dann ein nur von der Korngröße abhängiger gleichbleibender Endwiderstand erreicht (quadratisches Widerstandsgesetz).

Für die Kugel ist überkritisch ein grundsätzlich gleichartiger Widerstandsverlauf zu erwarten, wie er von Platten her bekannt ist. Der Reibungswiderstand erscheint bei ihr »potenziert« als Formwiderstand. Für ganz glatte Kugeln wird also c_w mit der Kennzahl stetig weiter abnehmen (Abb. 27a). Die technische Herstellung der bei großen Kennzahlen (über etwa $5 \cdot 10^6$) notwendigen Oberflächenglätte dürfte sehr schwierig sein. Das Korn der 28-cm-Kugel müßte in diesem Falle schätzungsweise erheblich unterhalb von $1/10000$ mm bleiben. Nach dem Schema Abb. 27 ist anzunehmen, daß rauhe Kugeln überkritisch einen bestimmten Endwiderstand erreichen, wie das z. B. im Überdruckkanal auch gemessen worden ist (Abb. 10). Genügend rauhe Kugeln ($k/D = 0,004$) verlassen nach Abb. 26 das unterkritische Strömungsbild überhaupt nicht. Ihr Widerstandswert ist daher auch überkritisch mit etwa 0,47 gleichbleibend anzunehmen (Abb. 27d). Kugeln dieser Rauigkeit sind also kennzahlunempfindlich; das abgelöste unterkritische Strömungsbild wird beim Turbulenzwerden ihrer Grenzschicht nicht verlassen.

Bemerkenswert ist, daß bei gegebener Oberfläche der überkritische Widerstand durch Turbulenz bis zum dreifachen Betrage erhöht wird (Schema Abb. 28). Das kann einerseits zurückgehen auf scheinbar verstärkte Zähigkeit, andererseits ist sicherlich die zulässige Korngröße in turbulenter Strömung geringer. Unter der Voraussetzung glatter Oberfläche ist demnach nicht nur die kritische Kennzahl, sondern auch die überkritische Widerstandshöhe ein Maßstab für Turbulenz. Es erscheint sogar einseitig, nur immer den Einfluß der Turbulenz auf die kritische Kennzahl zu untersuchen. Die meisten technischen Strömungsvorgänge sind überkritische; und es ist durchaus wissenswert, welche überkritische Wirkung die Turbulenz hat.

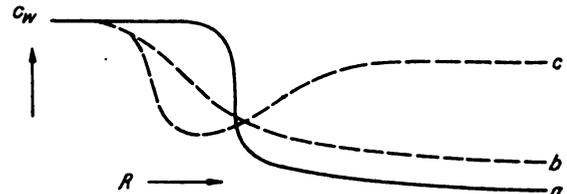


Abb. 28. Einfluß der Turbulenz auf den Widerstandsverlauf der Kugel (schematisch).

Die für die verschiedenen Kugeln in turbulenzfreier Luft erreichten kritischen Kennzahlen können für diese Kugeln als Eichung für »Turbulenz = 0« betrachtet werden. Je tiefer die Windkanalwerte unter den Freiluftwerten liegen, um so größer ist die Windkanalturbulenz. Nach Abb. 25 ist es möglich, auf $k/D = 0$ extrapolieren, wenn für eine Kugel der Freiluftwert bekannt ist. Zeigt eine Meßkugel in freier Luft infolge von Rauigkeit eine um 10 vH verminderte kritische Kennzahl an, so wird in turbulenter Strömung eine um etwa dieselbe vH-Zahl zu niedrige Zahl gemessen.

c) Anwendung auf Windkanalmessungen.

In den Abb. 9 und 11 sind Werte eingetragen, welche auf diese Weise nach Abb. 25 berichtigt worden sind. In Abb. 9 stellt also die entsprechende Kurve diejenigen Reynoldsschen Zahlen dar, welche bei verschiedenen Kanalgeschwindigkeiten mit vollkommen glatten Kugeln (verschiedener Durchmesser) erhalten werden würden. Die Abnahme der Turbulenz mit der Kanalgeschwindigkeit ist bei den untersuchten Kanälen so stark, daß durch sie der Einfluß der an kleinen Kugeln relativ stärkeren Rauigkeit übertroffen wird.

Hinsichtlich Turbulenz und Oberflächenrauigkeit sind Widerstandsmessungen an Kugeln nach den schematischen Abb. 27 und 28 folgendermaßen zu beurteilen:

1. durch Rauigkeit wird der Widerstandssprung zu kleineren Reynoldsschen Zahlen hin verschoben; der Übergang erfolgt dabei gleich steil (Abb. 27c);
2. infolge von Turbulenz tritt der Sprung ebenfalls früher ein; die Übergangskurve ist aber grundsätzlich verflacht (Abb. 28b);
3. bei glatten Kugeln sinkt der Widerstandsbeiwert überkritisch stetig weiter ab (Abb. 27a);
4. auch in turbulenter Strömung dürfte das der Fall sein; die Kurve liegt aber höher, die zulässige Rauigkeit ist geringer (Abb. 28b);
5. durch Rauigkeit wird das Absinken des überkritischen Widerstandes zunächst verhindert (Abb. 27b), bei genügender Rauigkeit steigt der Widerstand wieder an, bis er den gleichbleibenden überkritischen Endwiderstand erreicht (Abb. 27c);
6. bei grober Rauigkeit tritt der kritische Widerstandssprung überhaupt nicht ein, c_w bleibt ungefähr gleich 0,47. Die Kugel ist in diesem Falle kennzahlunempfindlich wie alle scharfkantigen Körper (Abbildung 27d).

7. Zusammenfassung.

Das Kennzahlverhalten der Kugel wird (in bekannter Weise) mittels der Grenzschichttheorie erklärt.

Rückwärtige Aufhängevorrichtungen fälschen die überkritische Widerstandshöhe der Kugel u. U. erheblich (Abb. 3). Aufhängedrähte im Raume hinter der Kugel haben dagegen keinen nachweisbaren Einfluß.

Eine rückwärtige mittlere Haltestange erniedrigt je nach Durchmesser den überkritischen Widerstand wesentlich, weil sie die Strömung mehr zum Anliegen bringt. Auf einen Durchmesser zu kommen, der praktisch ohne Einfluß auf die überkritische Widerstandshöhe bleibt,

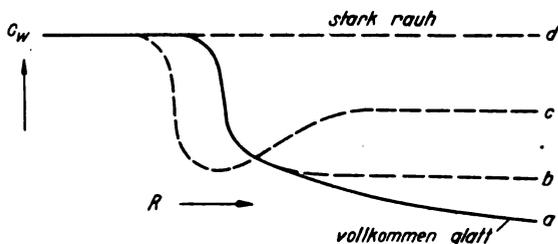


Abb. 27. Einfluß der Oberflächenrauigkeit auf den Widerstand der Kugel (schematisch).

ist schwer, weil mit Rücksicht auf die sichere und schwankungsfreie Aufhängung der Kugel die Stange einen Mindestquerschnitt behalten muß.

Der unterkritische Widerstand und der Eintritt des Übergangs wird durch eine rückwärtige Haltestange nachweisbar nicht beeinflusst. Stangendurchmesser bis zu $\frac{1}{4}$ des Kugeldurchmessers sind hier zulässig. Turbulenzmessungen mit Hilfe der Kugel als Anzeiger (Indikator) werden durch rückwärtige Aufhängevorrichtungen nicht beeinflusst; zulässiger Haltestangendurchmesser über $0,2 \cdot D$.

Entscheidenden Einfluß auf Turbulenzmessungen mittels Kugeln hat die Oberflächenbeschaffenheit. Zu eindeutigen Messungen sind formgenaue, spiegelblank polierte (Metall-) Kugeln erforderlich. Der Einfluß der Oberflächenkorngröße ist durch Versuche quantitativ ermittelt worden.

Zur Ermittlung des kritischen Kennwertes der Kugel ist ein neues Verfahren angewendet worden. Es wird jene kritische Windgeschwindigkeit festgestellt, bei welcher der an der Kugelrückseite herrschende statische Druck der gleiche ist, wie der der ungestörten Strömung. — Das Verfahren gestattet, die kritische Kennzahl durch einen einzigen Meßpunkt zu erfassen. Wegen seiner großen Einfachheit eignet es sich besonders für Flugversuche. Zwischen p_{ru} und c_{wv} besteht ein bestimmter Zusammenhang.

Die Messung grenzschichtwirksamer Turbulenz mittels einer »vollkommen« glatten 15-cm-Stahlkugel ergab für den Braunschweiger Kanal eine kritische Kennzahl $R_k = 2,95 \cdot 10^5$. Die mit der gleichen Kugel im 1,2-m-Windkanal der DVL (Zustand 1935) gemessene Zahl $R_k = 3,6 \cdot 10^5$ übertrifft alle bekannten derartigen Messungen.

Durch Messung mit mehreren verschiedenen großen Kugeln ergab sich für die untersuchten Kanäle eine Abnahme der wirksamen Turbulenz mit der Geschwindigkeit; Abb. 9. — Die Turbulenz wird merklich vermindert durch Verengung des Kanalquerschnittes.

In Hinsicht auf Turbulenzgitter ist die durch einzelne Drähte erzeugte Turbulenz (Wirbelstraße) durch Kugelmessungen näher untersucht worden.

Es wurde nachgewiesen, daß die Kugelgrenzschicht akustisch (durch einen starken Pfeifton) gestört werden kann. Die kritische Kennzahl der 15-cm-Kugel ging von 3,50 auf $2,40 \cdot 10^5$ herab.

Durch Fahrversuch und Flugversuche sind die kritischen Kennzahlen verschiedener in freier Luft fortbewegter Kugeln bestimmt worden. In ruhender (windstiller) Luft und bei Wind frei von Hindernissen sind die gleichen kritischen Kennzahlen $R_k = 3,95$ bis $4,05 \cdot 10^5$ festgestellt worden. Die grenzschichtwirksame Turbulenz der freien Atmosphäre ist sehr gering ($R_k = 3,90$ bei »bockigem« Wetter). — Es ist wahrscheinlich, daß mit Kugeln, welche vor äußeren Erschütterungen bewahrt sind, noch höhere Zahlen erreicht werden.

Die Oberflächenrauigkeit hat besonders großen Einfluß auf die überkritische Widerstandshöhe. Die Erkenntnis betr. Oberfläche wird auf die Windkanalmessungen mit Kugeln angewendet.

Aus den Kugelversuchen sind folgende Schlüsse für Körper geringen Widerstandes zu ziehen: Am wichtigsten ist die Oberflächenbeschaffenheit. Jede Unregelmäßigkeit der Form (Stufen) und Rauigkeit kosten Grenzschichtenergie; der Formwiderstand nimmt unverhältnismäßig stark zu. An Flugzeugrümpfen sind z. B. Absätze, Fugen und Beschläge wichtiger zu nehmen als das z. Z. geschieht. Lackierung und kostspielige Formung wird in vielen Fällen durch kleine Fehler in ihrer Wirkung aufgehoben. — Die Kennzahl hat praktisch (oberhalb des kritischen Bereiches) gegenüber der Oberflächenbeschaffenheit ganz untergeordnete Bedeutung.

8. Schrifttum.

- [1] H. Muttray, Tatsachen des Widerstandes, Handb. Exp. Ph. Wien Harms Bd. IV 2, S. 232, 291.
- [2] Hoerner, Untersuchungen Windkanal TH Braunschweig, Diss. Braunschweig 1933.
- [3] O. Flachsbart, Luftwiderstand von Kugeln, Phys. Z. Bd. 28 (1927) S. 461.
- [4] Prandtl und Betz, Erg. AVA Göttingen, 2. Lief. (1927).
- [5] Ebenso, 3. Lief. (1929), S. 6.
- [6] Eiffel, Recherches résistance de l'air et l'aviation, Paris 1914.
- [7] Prandtl, Nachr. Ges. Wissensch. Göttingen, math. phys. Kl. 1914.
- [8] Fage und Warsap, Turbulence and Surface Roughness on Zylinders, ARC Rep. 1283 (1930).
- [9] H. M. Lyon, Turbulence Drag of Airship Models, ARC Rep. 1511 (1933).
- [10] Wieselsberger, Luftwiderstand von Kugeln, Z. Flugtechn. Motorluftsch. 5 (1914), S. 140.
- [11] Bacon und Reid, Resistance of Spheres in Wind Tunnels and in Air, NACA Rep. 185 (1923).
- [12] Dryden und Kueth, Effect of Turbulence Wind Tunnel Measurements, NACA Rep. 342 (1930).
- [13] E. N. Jakobs, Thick Airfoils Variable Density Wind Tunnel, NACA Rep. 391 (1931).
- [14] O. Flachsbart, Widerstand von Kugeln, kritische Reynoldssche Zahl, Erg. AVA Göttingen, 4. Lief. (1932), S. 106.
- [15] Millikan und Klein, Effect of Turbulence, Aircraft Engg. 5 (1933), S. 169.
- [16] Silverstein, Scale Effect Clark-Y-Airfoil Full Scale Wind Tunnel, NACA Rep. 502 (1934).
- [17] Hoerner, Windkanal der TH Braunschweig, Z. Flugtechn. Motorluftsch. Bd. 23 (1932), S. 486.
- [18] F. Seewald, Kleiner Windkanal der DVL, Z. Flugtechn. Motorluftsch. Bd. 24 (1933), S. 559.
- [19] Dryden und Kueth, Fluctuations of Air Speed Hot Wire Anemometer, NACA Rep. 320 (1929).
- [20] Dryden, Reduction of Turbulence in Wind Tunnels, NACA Rep. 392 (1931).
- [21] Reid, Standardization Tests No 1 Wind Tunnel, NACA Rep. 195 (1924).
- [22] Krey, Sandkörner und Kugeln in Wasser, Mitt. Vers.-Anst. Wasserbau Schiffbau Berlin (1924).
- [23] Eisner, Widerstandsmessungen an Zylindern, Mitt. Pr. Vers.-Anst. Wasserbau Schiffbau Berlin, Heft 14 (1929).
- [24] Prandtl, Herstellung einwandfreier Luftströme, Handb. Exp. Ph. Wien Harms Bd. IV, 2 (1933), S. 63.
- [25] Doetsch und v. Mathes, Schwankungsmessungen im Windkanal, Abh. Aerod. Inst. TH Aachen, Heft 10 (1931).
- [26] Sauerwein, MIT, Sphere drag coasting through still air, J. Aeron. Sciences Bd. 1 (1934), S. 147.
- [27] Prandtl und Schlichting, Widerstandsgesetz rauher Platten, WRH 15 (1934), S. 4.
- [28] Wenzinger und Harris, Vertical Wind Tunnel, NACA Rep. 387 (1931).
- [29] Troller, Vertical Wind Tunnel, Guggenheim Airship Inst. Publ. 1 (1933), S. 11.
- [30] E. F. Relf, Results Compressed Air Tunnel, J. R. Aeron. Soc. 39 (1935), S. 1.
- [31] Ferrari, Caratteristiche Galleria (Torino), Aerotecnica Bd. 14 (1934), S. 380.
- [32] Seiferth und Betz, Untersuchung von Flugzeugmodellen, Handb. Exp. Ph. Wien Harms Bd. IV, 2 (1933), S. 107.

Der induzierte Widerstand von Flügeln mit kleinem Seitenverhältnis.

Von Schilhansl, Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, e. V., Berlin-Adlershof.

Die Tragflügeltheorie läßt erwarten, daß bei Rechteckflügeln die Größe des induzierten Widerstandes von dem für elliptische Auftriebsverteilung geltenden Kleinstwert

$$c_{wi} = \frac{c_a^2}{\pi} \cdot \frac{t}{b}$$

um so mehr abweicht, je kleiner das Seitenverhältnis ist. Versuche zeigen jedoch das Gegenteil. Im folgenden wird eine Erklärung für diesen Widerspruch gegeben.

Der induzierte Widerstand von Tragflügeln wird nach Prandtl so errechnet, daß man den Flügel durch einen Wirbelfaden ersetzt und die Zirkulation um denselben als elliptisch über seine Länge verteilt annimmt. Mit dieser Näherung erhält man den Beiwert des induzierten Widerstandes c_{wi} aus

$$c_{wi} = \frac{c_a^2}{\pi} \cdot \frac{t}{b}$$

darin bedeutet c_a den Auftriebsbeiwert, t die Flügeltiefe und b die Spannweite.

Es besteht wohl kein Zweifel, daß die Näherung um so zuverlässigere Ergebnisse liefert, je weniger die Vereinfachungen von der Wirklichkeit abweichen, d. h. für Flügel mit großem Seitenverhältnis am zuverlässigsten ist. Diese Tatsache ist schon mehrfach experimentell erhärtet worden.

Fragt man weiter, welche Unterschiede sich im induzierten Widerstand ergeben, wenn man Flügel untersucht, bei denen die bisherigen vereinfachenden Annahmen nicht mehr gemacht werden dürfen, so kann aus der Tatsache, daß die Annahme elliptischer Auftriebsverteilung den kleinsten induzierten Widerstand liefert, geschlossen werden, daß bei Rechteckflügeln, bei welchen die Auftriebsverteilung bekanntlich völliger als die elliptische ist, der wirkliche induzierte Widerstand um so größer ausfällt als der aus der vereinfachten Theorie zu errechnende, je kleiner das Seitenverhältnis ist.

Überraschenderweise trifft diese Erwartung nach Versuchen von C. H. Zimmermann (NACA Rep. 431) nicht zu, man beobachtet vielmehr das gerade Gegenteil, wie Abb. 1, die der Abb. 14 des Rep. 431 entspricht, entnommen werden

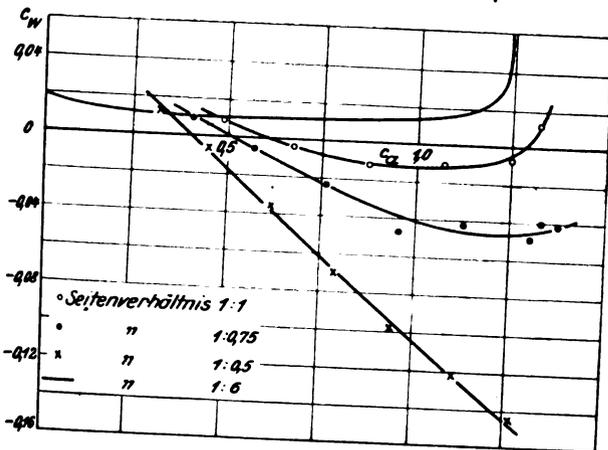


Abb. 1. Widerstandsbeiwert c_{wi} für Seitenverhältnis $1:\infty$, errechnet aus Versuchen mit Flügeln verschiedenen Seitenverhältnisses.

kann. In dieser ist der Beiwert des Profilwiderstandes, also der Differenz des Gesamt- und induzierten Widerstandes, aufgetragen. Zimmermann hat letzteren nach der üblichen, oben angeführten Näherungsformel gerechnet, also nach unserer bisherigen Erwartung eher zu klein als zu groß. Da die Versuchsergebnisse eine erträgliche Streuung aufweisen und bei den kleinen Seitenverhältnissen mit denselben Meßverfahren gearbeitet wurde wie bei den großen, so kann nicht angenommen werden, daß die Ergebnisse durch irgendwelche Meßfehler gefälscht werden. Aus der Abbildung geht nun hervor, daß die auf einer Minimalbedingung aufgebaute Näherungsrechnung einen zu großen induzierten Widerstand liefert.

Es gibt nun eine Möglichkeit, diesen Widerspruch zu lösen. In der Theorie wird immer stillschweigend vorausgesetzt, daß der Abstand der abgehenden Wirbel gleich der Spannweite des Flügels ist. Diese Voraussetzung setzt weiter voraus, daß die induzierte Strömung die Flügelenden mit unendlich großer Geschwindigkeit umströmt. Unendlich große Geschwindigkeiten kennt aber nur die Potentialtheorie; es kann also vermutet werden, daß in Wirklichkeit jedoch ein Abreißen der induzierten Strömung an den Flügelenden eintritt und dort je ein Wirbel entsteht, dessen Kern außerhalb der Spannweite liegt. Der Abstand b' der beiden Wirbelkerne müßte demnach größer als die Spannweite b sein. Die Richtigkeit dieser Vermutung wurde durch einen einfachen Versuch im kleinen Windkanal der DVL festgestellt: man brachte einen Flügel mit dem Seitenverhältnis $1:0,5$ in den Strahl und beobachtete mit einer Fadensonde die Richtung der abgehenden Strömung an der Hinterkante. Das Vorhandensein von Wirbeln erkennt man daran, daß der Faden zu rotieren beginnt, wenn man ihn in den Wirbelkern hält und dabei einen Kegelmantel beschreibt, dessen Öffnungswinkel von dem Verhältnis der

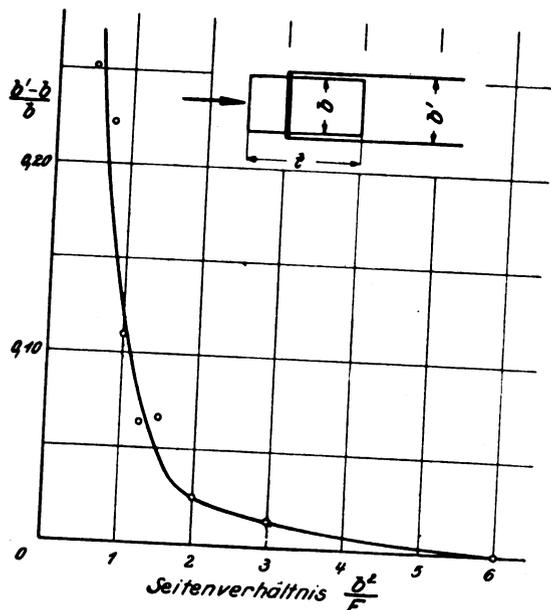


Abb. 2. Verhältnis der Differenz des Randwirbelabstandes b' und der Spannweite b zur Spannweite in Abhängigkeit zum Seitenverhältnis $\frac{b}{F}$.

Drehgeschwindigkeit zur Anblasegeschwindigkeit abhängt. Die Spitze des Kegels liegt nach der Beobachtung außerhalb der Spannweite. Es wurde allerdings die genaue Lage des Wirbels nicht zahlenmäßig festgestellt, da der Versuch nur einen ersten Anhaltspunkt geben sollte.

Wenn wir nun unsere Vermutung, daß in die Formel für die Berechnung des induzierten Widerstandes nicht die Spannweite b , sondern der Abstand der äußersten abgehenden Wirbel b' einzusetzen ist, wobei b' in Wirklichkeit größer als b ist, als durch den einfachen Versuch erwiesen unterstellen, so können wir die Zimmermannschen Versuche dazu benutzen, um eine zahlenmäßige Abhängigkeit zwischen b und b' zu finden; allerdings muß dabei angenommen werden, daß der Profilwiderstand für alle Seitenverhältnisse der

gleiche ist. Für das Verhältnis $\frac{b'-b}{b}$ findet man die in Abb. 2 aufgetragenen Werte. Eine noch übersichtlichere Darstellung ergibt sich, wenn man die Differenz $b' - b$ in Beziehung zur Flügeltiefe t setzt; man findet dann die einfache Regel, daß der Abstand der Wirbel bzw. die Breite des abgehenden Wirbelbandes um etwa 10% der Flügeltiefe größer ist als die Spannweite.

Diese Regel ist rein empirisch gefunden und dürfte wegen ihrer Einfachheit eine erwünschte Ergänzung der Ergebnisse, die mit einer Theorie der ersten Näherung gewonnen werden, darstellen. Es bleibt natürlich Aufgabe der Theorie, eine zweite Näherung zu entwickeln und sie mit entsprechend ausgedehnten Messungen zu vergleichen.

JUN 14 1935

LUFTFAHRT- FORSCHUNG

Mit Beiträgen der nachstehenden Institute:

Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, E.V., Berlin-Adlershof • Aerodynamische Versuchsanstalt beim Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung, Göttingen • Aerodynamisches Institut der Technischen Hochschule Aachen • Aerodynamisches Institut an der Technischen Hochschule Darmstadt • Institut für Aerodynamik und Flugtechnik der Technischen Hochschule Hannover • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Stuttgart • Forschungsinstitut für Kraftfahrwesen und Fahrzeugmotore an der Technischen Hochschule Stuttgart • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Berlin • Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug, Flugplatz Griesheim b. Darmstadt • Professor Dr.-Ing. Flügel u. a.

Herausgegeben von der
**Zentrale für technisch-wissenschaftliches Berichtswesen
über Luftfahrtforschung (ZWB)**



INHALT:

Häufigkeitsbetrachtungen zur Ermittlung der erforderlichen Festigkeit von Flugzeugen. Von H. G. Küssner	Seite 57
Untersuchung der beschleunigten Längsbewegung eines Flugzeugs. Von R. Schwarz	Seite 62
Über Zugfelder in ursprünglich gekrümmten, dünnen Blechen bei Beanspruchung durch Schubkräfte. Von H. Wagner und W. Ballerstedt . . .	Seite 70
Gesamtdruckgerät mit großer Unempfindlichkeit gegen Schräganströmung. Von G. Kiel	Seite 75
Über die Strahlungskennlinien und die Ausbreitung ultrakurzer Wellen ($\lambda=7\text{...}10\text{ m}$). Von P. von Handel und W. Pfister	Seite 80
Eine 5-t-Zug-Druck-Dauerprüfmaschine der DVL. Von K. Matthaes . . .	Seite 87

VERLAG VON R. OLDENBOURG, MÜNCHEN-BERLIN

EINE WERTVOLLE ERGÄNZUNG
ZUR „LUFTFAHRT-FORSCHUNG“
STELLT DIE ZEITSCHRIFT

DEUTSCHE LUFTWACHT

AUSGABE: LUFTWISSEN

dar. Die Zeitschrift ist zu beziehen vom Verlag E. S. Mittler & Sohn, Berlin SW 68, vom Verlag R. Oldenbourg, München 1, sowie durch alle Buchhandlungen

PREIS DES JAHRGANGS

im Inland RM. 12.-

im Ausland RM. 18.-

Luftfahrt-Forschung

Jährlich erscheint ein Band (bestehend aus 8 Heften) zum Preise von RM. 16.-. Bestellungen können bei jeder Buchhandlung oder beim Verlag aufgegeben werden.

R. Oldenbourg · München 1 und Berlin

Verlangen Sie

unverbindlich ein Angebot über den günstigen Bezug von „Luftfahrt-Forschung“ Bd. I–10. Preisermäßigung und Ratenzahlung bei Bezug aller Bände. Band II (1934): 244 Seiten, 452 Abb., ist zum Preise von RM. 16.- lieferbar.

Veröffentlichungen des Forschungs-Institutes der Rhön-Rossitten-Gesellschaft e. V.

DK 629.135.1

Herausgeg. von Direktor Prof. Dr. Walter Georgii

Nr. 1: Jahrbuch 1926/27

44 Seiten, 46 Abbildungen. 4°. 1928. M. 4.—

INHALT: 1. W. Georgii, Beitrag zum Stromfeld der Luft im Luv von Gebirgen. 2. A. Lippisch, Forschungsarbeiten mit neuartigen Flugzeugtypen. Windstromanlage des Forschungsinstitutes der RRG. 3. P. Raethjen, Zur Aerodynamik beschleunigter Flugzeugbewegungen. 4. H. Kott, Bestimmung der Vertikalgeschwindigkeit der Luft mit Hilfe von Flugzeugaufstiegen. 5. K. O. Lange, Windströmungen über dem Gelände der Wasserkuppe in der Rhön. — Anhang: 1. Ergebnisse aerologischer Flugzeugaufstiege in Darmstadt. Winter 1926/27. 2. Mittelwerte der meteorologischen Station des Forschungsinstitutes auf der Wasserkuppe in der Rhön.

Nr. 2: Jahrbuch 1928 und Abhandlungen

80 S., 93 Abb., 16 Zahlent. Lex.-8°. 1929. Brosch. M. 7.20

INHALT: A. Lippisch, Messungsergebnisse gewölbter dicker Profile. A. Lippisch, Drachenversuche mit Rotor. A. Lippisch, Der Schleppzug. F. Höndorf, Vermessung von Aufwindgeschwindigkeiten mit Hilfe des Segelflugzeuges. H. Koch, Graphische Analyse der Strömung im Luv einer Düne. H. Knott, Der Segelflug auf der Internat. Luftfahrtausst. in Berlin 1928. P. Raethjen, Kinematographische Flugvermessung. — Anhang: Mittelwerte der meteorologischen Stationen der Rhön-Rossitten-Gesellschaft: Wasserkuppe / Rhön und „runder Berg“ / Rossitten

Nr. 3: Beobachtungsergebnisse aerologischer Flugzeugaufstiege in Darmstadt und auf der Wasserkuppe i. d. Rhön. Dez. 1927—Dez. 1928

37 Seiten, Lex.-8°. 1929. Broschiert M. 4.50

R. OLDENBOURG, MÜNCHEN 1 UND BERLIN

Veröffentlichungen des Forschungs-Institutes der Rhön-Rossitten-Gesellschaft e. V.

DK 629.135.2

Herausgegeben von Direktor Dr. WALTER GEORGII
Prof. für Flugmeteorologie an der Techn. Hochschule Darmstadt

Nr. 4: Jahrbuch 1929 und Abhandlungen

Vorträge der I. Wissenschaftlichen Segelflugtagung
149 Seiten, 190 Abb., 5 Zahlentafeln. 4°. 1931. Brosch. M. 13.50

INHALT: 1. Georgii, Entwicklung des Segelfluges während der vergangenen 10 Jahre. 2. Hoff, Einfluß des Segelflugzeugbaues auf den Motorflugzeugbau. 3. Holtmann, Erfahrungen der technischen Kommission während der Rhön-Wettbewerbe. 4. Dominicus, Der deutsche Flugsport. 5. Schlink, Über die Hochschulaulaubildung der Flugzeugingenieure. 6. Abrial, Les efforts français pour le vol sans moteur. 7. Knott, Segelflugbewegung in USA. 8. Kármán, Turbulenz und Segelflug. 9. Pröll, Zur Aerodynamik der Profile. 10. Lippisch, Das Nurfügelflugzeug. 11. Loew, Grundsätzliches zu dem Entwurf und Bau von Segelflugzeugen. 12. Schrenck, Die Spannweite als Maßstab für die Sinkgeschwindigkeit. Vorschlag zur Klasseneinteilung der Segelflugzeuge. 13. Magnan, Méthodes de mesure des variations rapides du vent. 14. Höndorf, Untersuchungen über die atmosphärischen Grundlagen des Segelfluges. 15. Kronfeld, Die Methodik des Leistungs-Segelfluges. 16. Haarmann, Auswertung technischer Erfahrungen für die Weiterentwicklung der Segelflugzeuge. 17. Stamer, Gleit- und Segelflugschulung. 18. Hirth, Die Bedeutung des Segelfluges für den Motorflug.

Nr. 5: Jahrbuch 1930 und Abhandlungen

101 Seiten. 164 Abbildungen. 1932. Broschiert M. 10.—

INHALT: Jahres- und Tätigkeitsberichte des Instituts — Abhandlungen Lippisch, Statische Stabilität des Pfeilflügels / Lippisch, Torsionsversuche mit Sperrholzrohren / Knott, Flügel-Untersuchungen mit Hilfe von Momentenmessungen / Schmuck, Kinematographisch registrierendes Bordgerät für aerodynamische Messungen / Lange, Über Vertikalbewegungen der Luft in der Atmosphäre / Schüttler und Viereck, Untersuchung der Vertikalbewegung in der freien Atmosphäre mit Hilfe aus dem Flugzeug gestarteter, im aerostatischen Gleichgewicht befindlicher Pilotballone / Vogel und Lorenz, Untersuchung der Vertikalbewegung in der freien Atmosphäre mit Hilfe aus dem Flugzeug gestarteter Schwebeballone. — Anhang: Mittelwerte der meteorologischen Stationen des Forschungsinstitutes der R. R. G.

R. OLDENBOURG, MÜNCHEN 1 UND BERLIN

Häufigkeitsbetrachtungen zur Ermittlung der erforderlichen Festigkeit von Flugzeugen¹⁾.

Von H. G. Küssner, Göttingen.

Um Betriebserfahrungen zur Verbesserung eines industriellen Erzeugnisses in möglichst vollkommener Weise zu verwerten, bedient man sich in steigendem Umfange der statistischen Auswertung der Betriebserfahrungen. Aus einer großen Zahl von Betriebsergebnissen lassen sich statistische Gesetzmäßigkeiten finden, die wertvoll für die Verbesserung des Erzeugnisses sind, die aber der direkten Wahrnehmung verschlossen geblieben wären, sei es, daß die Anfangsbedingungen unbekannt sind oder daß die Zahl der Variablen zu groß ist. Im folgenden wird die Statistik zur Bestimmung der erforderlichen Festigkeit von Flugzeugen aus den Beanspruchungsmessungen herangezogen.

Gliederung.

- I. Einleitung.
- II. Definition der Brucherwartungszeit.
- III. Häufigkeit der Beanspruchungen.
- IV. Berechnung der Brucherwartungszeit.
- V. Korrelation der Beanspruchungen und Flugeigenschaften.
- VI. Zusammenfassung.
- VII. Schrifttum.

I. Einleitung.

Bei der Anwendung der Statistik auf die Festigkeit von Flugzeugen stößt man auf eine Schwierigkeit, die darin besteht, daß die Zahl der im Flugbetriebe beobachteten Brüche keine große Zahl im Sinne der Statistik ist.

Hinsichtlich der Festigkeit sind zunächst nur Flugzeuge des gleichen Baumusters vergleichbar, weil selbst geringe Änderungen der Steuerorgane oder der Motorleistung großen Einfluß auf die Beanspruchungen in der Luft haben können. Infolge der raschen Entwicklung der Lufttechnik ist die insgesamt in den Betrieb kommende Stückzahl eines Flugzeugmusters in der Regel ebenfalls keine große Zahl im Sinne der Statistik.

II. Definition der Brucherwartungszeit.

Flugzeugbrüche werden auch in Zukunft unvermeidlich sein. Man wird jedoch bei der Konstruktion eines neuen Flugzeugmusters bestrebt sein, die Bruchhäufigkeit auf ein geringes, tragbares Maß zu vermindern. Als Maß für die Bruchhäufigkeit möge im folgenden die Flugstundenzahl t_0 dienen, in der durchschnittlich ein Flügelbruch erfolgen würde, wenn die Stückzahl und die Gesamtbetriebsdauer des betreffenden Musters sehr groß wäre. Die Zeitdauer t_0 wird im folgenden Brucherwartungszeit genannt. Sie ist bisher nur bei wenigen, in großer Stückzahl gebauten Flugzeugmustern der Größenordnung nach bekannt, und zwar ist für

Fokker D 13	$t_0 \sim 10^4$ h,
Junkers F 13	$t_0 \sim 10^5$ h.

Ein Flügelbruch ist, gemessen an der Lebensdauer eines Flugzeuges, deren Größenordnung 10^5 Flugstunden ist, ein seltenes Ereignis. An eine kurzdauernde Erprobung, die ohne Bruch verlaufen ist, kann man daher nur ungewisse Vermutungen hinsichtlich der Brucherwartungszeit knüpfen. Es besteht dann die Möglichkeit, daß eine Bruchserie auftritt, wenn das Muster in großer Stückzahl geflogen wird. Diese Gefahr besteht besonders bei neuartigen Flugzeugmustern, bei denen keine zuverlässigen Erfahrungswerte

für die Größe der zu erwartenden Beanspruchung vorliegen.

Die Brüche, die hier in Betracht kommen, sind sogenannte statische oder Gewaltbrüche, die sich bei einmaliger hoher Beanspruchung ereignen. Die auf anderen Ursachen beruhenden Schwingungsbrüche bedürfen einer besonderen Behandlung.

III. Häufigkeit der Beanspruchungen.

Es liegt nahe, die Beanspruchungen des zu erprobenden Flugzeugmusters im Betriebe statistisch zu untersuchen, um aus der im Fluge gemessenen Häufigkeitsverteilung der Beanspruchung Rückschlüsse auf die Brucherwartungszeit zu machen. In verhältnismäßig kurzer Erprobungsdauer kann durch Beanspruchungsmessungen ein umfangreiches Zahlenmaterial gewonnen werden, das einer statistischen Bearbeitung zugänglicher ist als die seltenen Beobachtungen von Brüchen. Hat man bei der Durchführung der Erprobung dafür Sorge getragen, daß durchschnittlich die Verhältnisse des späteren regelmäßigen Flugbetriebes eingehalten werden, hat man das Flugzeug also in allen in Frage kommenden Wetterlagen von verschiedenen Flugzeughführern fliegen lassen, so kann man annehmen, daß auch bei verlängerter Erprobungsdauer die relative Häufigkeit der gemessenen Beanspruchungen sich nicht mehr wesentlich ändert, daß es also einen Grenzwert der relativen Häufigkeit gibt.

Die Voraussetzung eines »Kollektivs« von Beobachtungsergebnissen in »regelloser« oder »zufallsartiger« Anordnung und das Vorhandensein von Grenzwerten der relativen Häufigkeit gewisser Gruppen von Beobachtungsergebnissen sind die Grundaxiome der Wahrscheinlichkeitslehre. In der Wahrscheinlichkeitslehre bezieht man die absolute Häufigkeit auf die Gesamtzahl der Beobachtungsergebnisse und nennt den Grenzwert dieses Quotienten die Wahrscheinlichkeit.

Da im vorliegenden Falle die Gesamtzahl der Beobachtungsergebnisse von der Art der Auswertung abhängt, ist es zweckmäßiger, die Häufigkeit auf die Zeiteinheit oder eine andere geeignete Maßeinheit zu beziehen (relative Häufigkeit).

Hat man durch ein Meßgerät die Beanspruchung eines Flugzeugteils als Funktion der Zeit registriert, z. B. die Flügeldurchbiegung in Abb. 1, so kann man das Meßergebnis in verschiedener Weise statistisch auswerten. Zunächst muß man die Variationsbreite der registrierten Kurve, d. h. den Unterschied zwischen größter und kleinster Durchbiegung, in eine Anzahl Intervalle teilen und durch

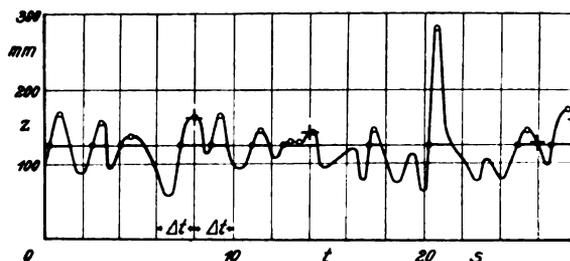


Abb. 1. Auszählung der Häufigkeit von Flügeldurchbiegungen.

¹⁾ Die Arbeit geht auf Untersuchungen zurück, die vom Verfasser während seiner Tätigkeit in der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt durchgeführt wurden.

jede Intervallgrenze eine Bezugsgerade konstanter Beanspruchung legen. Zahl und Größe der Intervalle sind so zu wählen, daß einerseits der Verlauf der Häufigkeit sicher dargestellt wird, andererseits die zufälligen Streuungen der Zählergebnisse benachbarter Intervalle in zulässigen Grenzen bleiben. Die relative Streuungsbreite wird bei normaler Verteilung gleich der relativen Intervallbreite, wenn die halbe Zahl der Intervalle gleich der 3. Wurzel aus der Gesamtzahl der Beobachtungsergebnisse ist. Zur Erleichterung der Auswertungsarbeit wird man jedoch auch bei großer Gesamtzahl nicht mehr als 20 Intervalle nehmen. Ferner hat man festzulegen, welche Merkmale der gemessenen Kurve als Beobachtungsergebnisse gelten sollen, d. h. in welcher Art die gemessene Kurve auszuwerten ist. Zählt man die Merkmale in jedem Intervall zwischen zwei Bezugsgeraden und trägt sie über dem betreffenden Intervall der Beanspruchung als parallelen Strich auf, so erhält man eine treppenförmige Verteilungslinie.

Zählt man alle Merkmale auf einer Seite einer Bezugsgeraden, indem man die Merkmalszahlen aller auf der betreffenden Seite der Bezugsgeraden liegenden Intervalle summiert, so erhält man eine treppenförmige Summenlinie, welche vom Wert Null bis zu der Gesamtzahl aller Merkmale monoton ansteigt. Da es hier auf die Beantwortung der Frage ankommt, wie groß die Häufigkeit aller Beanspruchungen ist, die einen bestimmten Wert überschreiten, wird man in der Regel Summenlinien zu bilden haben.

Es ist zweckmäßig, für jede gemessene Verteilung zwei Summenlinien zu bilden, indem man an beiden Seiten des Variationsbereichs mit der Summierung beginnt und diese jeweils bis etwa zum Mittelwert der Verteilung durchführt, weil dann bei logarithmischer Auftragung der Häufigkeit übersichtliche Ergebnisse erhalten werden.

Im folgenden seien einige Auswertungsarten genannt:

1. Zählung aller Extremwerte auf einer Seite der Bezugsgeraden, s. Abb. 1, Punkte \circ ;
2. Zählung aller Maxima oberhalb der Bezugsgeraden oder aller Minima unterhalb der Bezugsgeraden, Punkte \bullet .
3. Zählung jedes zweiten Schnittpunktes der Bezugsgeraden mit der Kurve, Punkte \bullet ; zum selben Ergebnis gelangt man, wenn man auf einer Seite der Bezugsgeraden die Maxima positiv, die Minima negativ zählt.
4. Zählung der Abstände je zweier Schnittpunkte der Bezugsgeraden mit der Kurve, stark ausgezogene Linien —.
5. Markierung von Kurvenpunkten in konstanten Zeitintervallen Δt ; Zählung aller markierten Punkte auf einer Seite der Bezugsgeraden, Punkte $+$.
6. Harmonische Analyse der Beanspruchungskurve nach Art der Geräuschanalyse.

Die 2. Art wurde bei den ersten in der DVL ausgeführten Häufigkeitsmessungen von Flügeldurchbiegungen angewandt.

Die 3. Art wird gegenwärtig in der DVL angewandt und eignet sich für automatische Zählgeräte. Der Beschleunigungszähler von Langer-Thomé zählt nach dieser Art. Das Zählergebnis ist eine Verteilungslinie, keine Summenlinie, da es keine monoton wachsende Funktion ist. Bei hohen Beanspruchungen stimmt es jedoch nahezu mit der nach der 2. Art erhaltenen Summenlinie überein, weil dann fast nur noch Maxima über der Bezugsgeraden liegen.

Der Mangel der 1. bis 3. Auswertungsart besteht darin, daß kein Unterschied zwischen Beanspruchungen verschiedener Zeitdauer gemacht wird.

Die 4. Art ergibt die Zeitdauer aller Beanspruchungen, die einen bestimmten Wert überschreiten. Das Zählergebnis ist eine Summenlinie. Diese Auswertungsart ist wichtig für die Berechnung der Häufigkeit überlagerter Beanspruchungen.

Die 5. Art liefert eine Summenlinie. Das Zählergebnis enthält nur einen Bruchteil der Zahl der vorkommenden

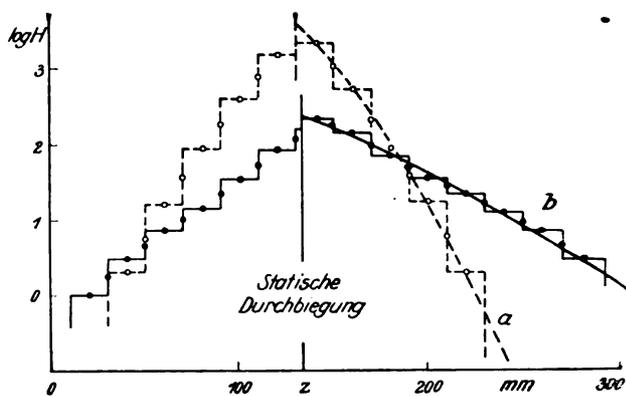


Abb. 2. Summenlinien für die Häufigkeit von Flügeldurchbiegungen.

Beanspruchungen, wenn das Zeitintervall Δt größer als die mittlere Dauer einer Beanspruchung ist. Die Größe dieses Bruchteils kann durch Vergleichsmessungen nach der 2. oder 3. Art bestimmt werden. Wichtig ist, daß man aus den unten genannten Korrelationsmessungen Verteilungen nach der 5. Art auszählen kann.

Die 6. Art bedingt weniger einfache automatische Geräte, stellt dafür aber auch die weitestgehende Auswertung der Versuchsergebnisse dar. Diese Art wird unter der Bezeichnung »Periodographie« in der Meteorologie angewandt und als statistisches Problem behandelt. Die Messung kann in der Weise durchgeführt werden, daß man eine Anzahl von Siebfrequenzen im Bereich zwischen der höchsten und niedrigsten zu erwartenden Frequenz der Beanspruchungen wählt. Für jede Siebfrequenz erhält man eine Amplitudensummenlinie.

Diese Art erscheint zunächst ungeeignet zur Ermittlung der Häufigkeit hoher Beanspruchungen, da bei der Analyse die Beanspruchung in Teilamplituden zerlegt wird. Aus den für jede Siebfrequenz erhaltenen Unterkollektiven kann man jedoch die Häufigkeit des Erreichens einer bestimmten Beanspruchung durch Überlagerung der Amplituden rückberechnen. Die Richtigkeit der Berechnung kann man durch Vergleich mit einer gleichzeitig ausgeführten Messung nach der 2. oder 3. Art prüfen. Es ist anzunehmen, daß diese Methode der Häufigkeitsberechnung bei sehr hohen Beanspruchungen der Wirklichkeit näher kommt als die direkte Extrapolation der nach den anderen Arten gewonnenen Summenlinien, weil die Zahl der Beobachtungsergebnisse bei der 6. Art am größten ist.

Als Beispiel einer Auswertung der 2. Art sind in Abb. 2 Summenlinien für die absolute Häufigkeit H von Flügeldurchbiegungen des Modells M 20 b dargestellt.

Das gesamte Versuchsergebnis war subjektiv in 3 Klassen nach der Stärke der Böen eingeteilt. Die Kurve a stellt die Klasse: stark böig mit 55,9 min Dauer dar, die Kurve b die Klasse: sehr böig mit 2,9 min Dauer. Legt man durch die treppenförmigen Summenlinien Ausgleichskurven (Punkte \bullet und \circ), so stimmen diese bis auf geringe Schwankungen mit der Summenlinie der Gaußschen oder »normalen« Verteilung überein, welche in der Statistik eine Sonderstellung einnimmt. Man kann die gemessenen Summenlinien für $z \geq z_{st}$ mit genügender Genauigkeit darstellen durch den Ansatz

$$\log H = C + f\left(\frac{z - z_{st}}{s} + \beta\right) \dots \dots (1)$$

Darin ist die Funktion $f(x)$ der gewöhnliche Logarithmus des Fehlerintegrals zwischen den Grenzen ∞ und x . Ferner ist z_{st} die statische Durchbiegung vom spannungsfreien Zustand ab gerechnet, C und β sind Konstanten.

Tafel 1. Logarithmus des Fehlerintegrals.

x	0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5
$-f(x)$	0	0,32	0,80	1,47	2,33	3,39	4,66	6,13	7,82	9,71

Für $x \geq 5$ ist mit ausreichender Genauigkeit

$$-f(x) = \frac{x^2}{2,303} + \log x + \frac{1}{2} \log \pi \dots (2)$$

Die Konstanten der in Abb. 2 eingezeichneten Summenlinien a und b sind in Tafel 2 enthalten.

Würde man die Verteilungen a und b addieren, so ließe sich die so erhaltene Summenlinie nicht mehr durch eine normale Verteilung darstellen. Die normale Verteilung stellt sich ihrem Wesen nach nur dann ein, wenn einheitliche Versuchsbedingungen vorliegen, z. B. unveränderte Wetterlage. Dies ist durch die subjektive Auswahl der Verteilungen a und b aus dem gesamten Versuchsergebnis bereits nahezu erreicht worden.

Liegt jedoch das Zählergebnis eines automatischen Zählgeräts über eine längere Versuchsdauer vor, so ist eine subjektive Auswahl nicht mehr möglich. In diesem Falle kann man das Zählergebnis durch eine Reihe normaler Verteilungen darstellen, welche mit wachsender Streuung fortschreitet. Eine derartige Entwicklung erleichtert die weitere rechnerische Behandlung erheblich.

IV. Berechnung der Brucherwartungszeit.

Bei der Auswertung der obengenannten Meßergebnisse sind Böenbeanspruchungen und Abfangbeanspruchungen in gleicher Weise gezählt worden, weil ihre Unterscheidung allein aus der Beanspruchungskurve kaum möglich ist. Da die Abfangbeanspruchungen in sehr viel geringerer Zahl vorkommen als die Böenbeanspruchungen, beeinflussen sie das Zählergebnis auch nicht merklich. Sowohl die Böenbeanspruchung wie die Abfangbeanspruchung ist jedoch jede für sich dem Zufall unterworfen, so daß Überlagerungen der beiden Beanspruchungsarten in jedem beliebigen Verhältnis möglich sind.

Die Summenlinie H_2 der Böenbeanspruchung sei nach der 2. Art bestimmt und durch die Normalfunktion nach Gl. (1) mit den Konstanten C_1, s_1, β_1 gegeben. Die Summenlinie H_4 der reinen Abfangbeanspruchungen sei nach der 4. Art bestimmt durch Messung der Zeitdauer. Ihre Konstanten seien C_2, s_2, β_2 .

Nimmt man an, daß die Einwirkungsdauer einer Böenbeanspruchung klein gegenüber der einer Abfangbeanspruchung sei, so wird die absolute Häufigkeit des Überschreitens der Beanspruchung z durch Überlagerung der beiden Beanspruchungen im Bereich z_{st} bis z für Werte des Arguments ≥ 2 näherungsweise

$$\log H = C_1 + C_2 - \log t + f\left(\frac{z - z_{st} + \beta_1 s_1 + \beta_2 s_2}{\sqrt{s_1^2 + s_2^2}}\right). (3)$$

Die Gesamtdauer aller Abfangbeanspruchungen ist nur gering gegenüber der gesamten Versuchsdauer, ebenso die Zeitdauer der starken Böenbeanspruchungen. Daher kann man die Gesamthäufigkeit des Überschreitens der Beanspruchung z annähernd gleich der Summe der einfachen Häufigkeiten und der überlagerten Häufigkeiten setzen. Für die beiden Böenverteilungen a, b und die Abfangverteilung c wird die Gesamthäufigkeit

$$H_{2ges} \sim H_2(a) + H_2(b) + \frac{H_4(c)}{\Delta t} + H_2(a+c) + H_2(b+c). (4)$$

Die oben gekennzeichnete Häufigkeit $H_4(c)$ hat die Dimension $[h]$. Sie ist daher durch die mittlere Dauer einer Abfangbeanspruchung Δt zu dividieren, um einen mit den Häufigkeiten 2. Art vergleichbaren Zahlenwert zu erhalten. Für die Verteilung c sind in Tafel 2 zum Zwecke der Beispielrechnung Konstanten angenommen worden, welche möglichen Betriebszuständen entsprechen. Bei der mittleren Dauer einer Abfangbeanspruchung $\Delta t = 5 \cdot 10^{-4} h = 1,8 s$ besagt diese Annahme, daß in der Versuchsdauer $t = 18,5 h$ insgesamt 37 mal abgefangen wurde und daß nur eine dieser Beanspruchungen den Wert $z = z_{st} + 150 mm$ überschritten hat.

Bei den Meßflügen, welche die stärksten Beanspruchungen ergaben, war aus Sicherheitsgründen die Fluggeschwindigkeit auf $v \sim 145 km/h$ vermindert worden,

während die größte Waagrechtgeschwindigkeit des Musters M 20 b $v_h = 208 km/h$ beträgt. Im Betriebe ist daher eine höhere Reisefluggeschwindigkeit als bei den Meßflügen zu erwarten.

Die Böenbeanspruchung $z - z_{st}$ ist proportional der Fluggeschwindigkeit. Daher ist auch die Streuung s der Böenbeanspruchung proportional der Reisefluggeschwindigkeit anzunehmen.

Für die Abfangbeanspruchung sind die beiden möglichen Grenzen

$$A = mb,$$

$$A = \frac{v}{2} v^2 F c_{a \max}.$$

Im ersten Falle nimmt man an, daß der Flugzeugführer so geschult ist, daß er gewisse Werte der Beschleunigung b unabhängig von der Fluggeschwindigkeit einhalten kann. Im zweiten Falle nimmt man an, daß der Flugzeugführer beim Hochreißen vor einem Hindernis den maximalen Auftrieb erreicht, der unabhängig von der Flugzeugmasse m ist.

Die Streuung kann jedoch nur ein Gesetz befolgen, und es ist anzunehmen, daß es in der Mitte zwischen diesen beiden Grenzen liegt. Man kann daher die Streuung s der Abfangbeanspruchung $z - z_{st}$ proportional der Reisefluggeschwindigkeit und proportional der Wurzel der Flugzeugmasse annehmen, solange keine vergleichenden Häufigkeitsmessungen der Abfangbeanspruchung vorliegen.

Da die Böen ortsbedingt sind, nimmt die Gesamtzahl der Böenbeanspruchungen in der Zeiteinheit proportional der Fluggeschwindigkeit zu. Ebenso kann man annehmen, daß bei höherer Fluggeschwindigkeit entsprechend öfter abgefangen wird.

Ist die Summenlinie für die Fluggeschwindigkeit v bekannt, s. Gl. (1), so ist die Summenlinie für die Fluggeschwindigkeit v' daher allgemein

$$\log H' = C + \log \frac{v'}{v} + f\left(\frac{z - z_{st}}{s} \frac{v}{v'} + \beta\right) \dots (5)$$

Für die Abfangbeanspruchung ist bei Änderung des Fluggewichts die Streuung außerdem entsprechend der obenstehenden Annahme zu ändern.

Die statische Bruchfestigkeit des M-20-Flügels wird bei der ideellen Durchbiegung $z_0 \sim 600 mm$ erreicht, wobei unter ideeller Durchbiegung eine der Beanspruchung stets proportionale Rechengröße verstanden wird.

Die absoluten Häufigkeiten der Überschreitung der Durchbiegung z_0 während der Versuchsdauer t sind in Tafel 2 für die Kollektive a, b, c und ihre Überlagerungen berechnet worden, und zwar für drei verschiedene Reisefluggeschwindigkeiten. Berechnet man daraus durch Addition nach Gl. (4) die Gesamthäufigkeit H_{ges} , so wird die Brucherwartungszeit

$$t_0 = \frac{t}{H_{ges}}.$$

Tafel 2. Zahlenwerte zur Häufigkeitsberechnung des Musters M 20 b.

Verteilungen		a	b	c	$a+c$	$b+c$
Stat. Durchbieg. z_{st} mm		131	134	134	131	134
Konstante C		4,65	3,34	-1,73	1,65	0,34
Konstante β		1,21	1,13	0	0,59	0,90
$v km/h$						
145	Streuung s mm	54	128	96	110,2	160,0
	Häufigk. $\log H_2$	-39,0	-7,46	-9,60	-9,49	-6,83
170	Streuung s mm	63,3	150,0	112,5	129,0	187,6
	Häufigk. $\log H_2$	-28,7	-5,27	-6,65	-6,92	-5,37
195	Streuung s mm	72,6	172,0	129,0	148,0	215,1
	Häufigk. $\log H_2$	-22,1	-3,78	-4,69	-4,88	-4,37

Im vorliegenden Beispiel ist die Versuchsdauer $t = 18,5 h$. Ob in dieser Zeit durchschnittliche Betriebsverhältnisse vor-

gelegen haben, soll hier nicht erörtert werden. Nimmt man das an, so ist die Brucherwartungszeit für

$$v = 145 \text{ km/h, } H_{\text{ges}} = 1,83 \cdot 10^{-7}, t_0 = 1,01 \cdot 10^8 \text{ h,}$$

$$v = 170 \text{ km/h, } H_{\text{ges}} = 1,00 \cdot 10^{-5}, t_0 = 1,86 \cdot 10^6 \text{ h,}$$

$$v = 195 \text{ km/h, } H_{\text{ges}} = 2,42 \cdot 10^{-4}, t_0 = 7,75 \cdot 10^4 \text{ h.}$$

Bei $v = 195 \text{ km/h}$ erreicht die Brucherwartungszeit des Musters M 20 b die Größenordnung der für das Muster F 13 oben angegebenen Erfahrungszahl $t_0 \sim 10^5 \text{ h}$.

Bemerkenswert ist der außerordentlich starke Einfluß der Reisefluggeschwindigkeit v . Die Brucherwartungszeit ist in diesem Beispiel ungefähr proportional v^{-24} . Steigt v nur um 10%, so sinkt t_0 bereits auf den 10. Teil. Eine nachträgliche Steigerung der Motorleistung kann daher auch bei gut bewährten Mustern rasch zu Brüchen führen. Dies ist eine bekannte Erfahrungstatsache.

Eine Erhöhung der Bruchfestigkeit des Flügels hat auf die Brucherwartungszeit fast dieselbe Wirkung wie eine proportionale Erniedrigung der Reisefluggeschwindigkeit. Nach Gl. (5) ist

$$\frac{H'}{v'} = \text{const.}, \text{ wenn } \frac{z - z_{\text{st}}}{v'} = \text{const.}$$

ist. Soll z. B. die Geschwindigkeit des Musters M 20 b um 50% gesteigert werden, ohne daß die Brucherwartungszeit sich wesentlich ändert, so ist die erforderliche ideale Bruchdurchbiegung des Flügels

$$z_i = z_{\text{st}} + 1,5 (z_0 - z_{\text{st}}) = 134 + 1,5 \cdot 466 = 834 \text{ mm.}$$

Dem entspricht eine Erhöhung des Bruchlastvielfachen von 4,15 auf 5,77.

Eine Erhöhung des Fluggewichts wirkt sich auf die Böen- und Abfangbeanspruchung in verschiedener Weise aus. Mit Hilfe der obengenannten Annahme kann jedoch ebenfalls die erforderliche Erhöhung der Bruchfestigkeit berechnet werden, wenn auch nicht in so einfacher Weise wie bei einer Geschwindigkeitssteigerung.

Eine Verminderung der oben berechneten Brucherwartungszeiten ist dadurch zu erwarten, daß Böen- und Abfangbeanspruchungen korreliert sind. Bei vorübergehender Erhöhung der Fluggeschwindigkeit wachsen beide Beanspruchungen gemeinsam. Ferner kann bei böigem Wetter schlechte Sicht zu häufigem Abfangen zwingen.

Man kann jedoch diese Korrelationen zunächst außer acht lassen, da es nicht so sehr auf eine genaue Ermittlung der Brucherwartungszeit ankommt. Eine im üblichen Sinne genaue Berechnung der Brucherwartungszeit ist schon allein deshalb nicht möglich, weil der unvermeidliche Fehler bei der Bestimmung der Fluggeschwindigkeit in der Brucherwartungszeit in etwa 24facher Größe erscheint, wie oben gezeigt wurde.

Für den Vergleich der Größenordnung der Brucherwartungszeiten verschiedener Flugzeugmuster kann bereits ein einfaches Rechenverfahren in der Art des oben entwickelten zweckdienlich sein. Es ist zu erwarten, daß aus einem Vergleich der Größenordnungen wertvolle Rückschlüsse auf die Flugsicherheit und die zulässige Geschwindigkeit der verglichenen Flugzeugmuster gezogen werden können.

V. Korrelation der Beanspruchungen und Flugeigenschaften.

Eine weitere wichtige Aufgabe der Betriebsstatistik ist die Ermittlung der Abhängigkeit zwischen den Beanspruchungen des Flugzeugs und den Variablen, welche den jeweiligen Flugzustand des Flugzeugs kennzeichnen. Da diese Variablen nicht von vornherein bekannt sind, sondern von zufälligen Steuerbetätigungen des Flugzeugführers und zufälligen Böenwirkungen abhängen, kann die Beanspruchung auch nicht als »Funktion« dieser Variablen berechnet werden. Die Beanspruchung ist andererseits nicht unabhängig von diesen Variablen. Sie kann nicht beliebige Werte im Variationsbereich annehmen, wenn die Variable beliebige Werte in ihrem Variationsbereich annimmt. Hohe Beanspruchungen sind z. B. bei niedrigem Staudruck nicht möglich, ihre Wahrscheinlichkeit ist Null. Besteht zwischen zwei Variablen keine eindeutige »funktionale« Abhängigkeit,

sind sie andererseits aber auch nicht unabhängig im Sinne der Wahrscheinlichkeitslehre, so bezeichnet man sie als »stochastisch abhängige« Variable und nennt ihre Abhängigkeit »Korrelation«.

Die Messung dieser Korrelationen im Betriebe kann in der Weise geschehen, daß man einen Schreibstift in einer Richtung z. B. durch die Beschleunigung, in der dazu senkrechten Richtung durch den Staudruck, sich bewegen läßt. Gleitet der Schreibstift ständig über die Schreibfläche, so erhält man als Korrelation zwischen Beschleunigung und Staudruck ein »Kurvenknäuel«. Dieses Knäuel kann man mit einer Grenzkurve umzeichnen. Geht man von dieser Grenzkurve senkrecht ins Innere des Knäuels und zählt dabei die Schnittpunkte, so kann man weitere Linien gleicher Schnittpunktzahl in das Knäuel einzeichnen und erhält auf diese Weise eine Kurvenschar nach Art von Äquipotentiallinien.

Läßt man den Schreibstift nicht ständig schreiben, sondern nur in kurzen Zeitabständen auf die Schreibebene niederdrücken, so erhält man einen Punkthaufen. Teilt man sich diesen Punkthaufen durch ein Liniennetz in gleich große Flächenelemente und zählt die Zahl der auf jedes Flächenelement entfallenden Punkte aus, so kann man in den Punkthaufen Linien gleicher Punktdichte einzeichnen. Sind die beiden Variablen »fast unabhängig« voneinander, so sind die Linien gleicher Punktdichte bei geeignetem Maßstab annähernd kreisförmig. Sie schrumpfen im Innern schließlich auf einen Punkt zusammen, s. Abb. 3a. Ist jedoch eine Abhängigkeit vorhanden, so sind die Linien gleicher Punktdichte im Innern langgestreckt und schmal, so daß man eine Mittellinie durch sie hindurchlegen kann, s. Abb. 3b.

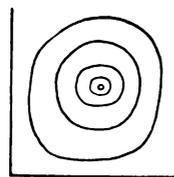


Abb. 3a.

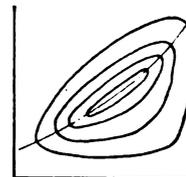


Abb. 3b.

Linien gleicher Punktdichte für zwei Korrelationen mit verschiedenem Kontingenzmaß.

Die Korrelation kann man kennzeichnen durch die Gleichung der Mittellinie und durch das Pearsonsche Kontingenzmaß. Dieses enthält die Quadratsumme der Abweichungen von der regellosen Verteilung. Es verschwindet, wenn die Variablen unabhängig sind, und wird gleich 1, wenn eine funktionale Abhängigkeit besteht, d. h. wenn alle Punkte auf einer Kurve liegen.

Da es hier hauptsächlich auf die Ermittlung der Abhängigkeit hoher Beanspruchungen ankommt, kann man die Korrelation ferner durch die Gleichung einer Linie gleicher Punktdichte kennzeichnen, die fast alle Punkte umschließt und nur einen geringen Bruchteil, etwa 1% oder 10%, außerhalb läßt.

Wie bereits oben erwähnt wurde, kann man eine Punkthafen-Korrelation auch zur Auszählung der Häufigkeitsverteilung 5. Art verwenden, die jeder Variablen für sich zukommt. Man hat zu diesem Zwecke den Punkthafen durch parallele Linien in streifenförmige Elemente zu teilen.

Stellt man eine Anzahl gleicher Meßgeräte auf und richtet es so ein, daß der Schreibstift eines bestimmten Meßgeräts nur dann niedergedrückt wird, wenn eine dritte Variable in einem bestimmten Variationsbereich liegt, so erhält man schließlich Korrelationen zwischen drei Variablen. Man hat dann totale und partielle Korrelationen zu unterscheiden.

Hat man Korrelationen der gleichen Variablen für mehrere verschiedene Flugzeugmuster gemessen, so kann man durch Vergleich dieser Korrelationen feststellen, ob alle-

meinen gültigen Beziehungen zwischen den Variablen bestehen. Es ist z. B. möglich, daß für die untersuchten Muster annähernd dieselbe Beziehung zwischen dem Staudruck und der oberen Grenze der vorkommenden Beanspruchungen besteht. Dann kann man diese Beziehung auch für die richtige Wahl der Festigkeit eines neuen Flugzeugmusters zugrunde legen, dessen Staudruckbereich von dem der untersuchten Flugzeugmuster abweicht. Stimmen dagegen die Korrelationen der untersuchten Muster nicht überein, so wird man die Ursache der Abweichung in konstruktiven Unterschieden der Muster zu suchen haben. Das Ziel derartiger Untersuchungen wird dann sein, eine Bauart zu finden, die bei gleichen Flugleistungen die niedrigsten Beanspruchungen aufweist.

Es ist zu erwarten, daß auf diesem Wege in Zukunft noch bedeutende Fortschritte erzielt werden, welche sich in einer Steigerung der Sicherheit oder einer Verminderung des Baugewichts der Flugzeuge auswirken können.

VI. Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, wie aus den in verhältnismäßig kurzer Zeit durchführbaren Beanspruchungsmessungen durch statistische Auswertung der Häufigkeitsverteilung der Bean-

spruchungen die sog. Brucherwartungszeit ermittelt werden kann. Hierbei ergibt sich, daß die Brucherwartungszeit außerordentlich stark von der Reisefluggeschwindigkeit abhängt. Aus dem Vergleich der Größenordnung der Brucherwartungszeiten lassen sich wertvolle Rückschlüsse auf die Flugsicherheit und die zulässige Geschwindigkeit der einzelnen Flugzeugmuster ziehen.

Zur Trennung der Einflüsse, die die Beanspruchung nach Größe und Häufigkeit bestimmen, und zur Feststellung ihrer gegenseitigen Abhängigkeit wird die Aufnahme von »Kurvenknäueln« oder »Punkthaufen« vorgeschlagen, die dadurch entstehen, daß der Schreibstift durch eine Variable, z. B. die Beschleunigung, in einer Richtung und durch eine zweite Variable, z. B. den Staudruck, in der dazu senkrechten Richtung bewegt wird.

VII. Schrifttum.

- (1) Handbuch der Physik, Bd. III, Berlin 1928, Kap. 12. Zernike, Wahrscheinlichkeitsrechnung und mathematische Statistik.
- (2) v. Mises, Wahrscheinlichkeitsrechnung, Leipzig 1931.

Untersuchung der beschleunigten Längsbewegung eines Flugzeugs.

Von R. Schwarz.

Für die Beurteilung der Festigkeit und der Steuerbarkeit von Flugzeugen ist die Kenntnis des Bewegungsablaufes bei beschleunigten Längsbewegungen wie Hochreißen, Looping usw. von Bedeutung. In der vorliegenden Arbeit wird ein Verfahren zur Untersuchung der Abhängigkeit solcher Flugbewegungen vom Höhenruderausschlag entwickelt und ein Beispiel durchgerechnet.

Gliederung.

- I. Formelzeichen.
- II. Einleitung.
- III. Die Bewegungsgleichungen.
- IV. Bestimmung des Anstellwinkels, der Winkelgeschwindigkeit, der Geschwindigkeit, des Lastvielfachen, des Ruderausschlags und der Flugbahn.
- V. Berechnung eines Beispiels.
 1. Die Flugzeugkonstanten und die Bestimmung der aerodynamischen Faktoren.
 2. Berechnung der Winkelgeschwindigkeit für verschiedene Ruderausschlagsgeschwindigkeiten.
 3. Berechnung der Flugleistungen.
- VI. Zusammenfassung.

I. Formelzeichen.

In vorliegender Arbeit werden folgende Formelzeichen verwendet:

- | | |
|---|--|
| G [kg] | Fluggewicht. |
| N [PS] | Leistung des Motors. |
| S [kg] | Propellerzug. |
| F [m ²] | Flügelfläche. |
| F_H [m ²] | Höhenleitwerksfläche. |
| t_m [m] | mittlere Tiefe der Flügelfläche (bei Doppeldeckern der oberen Fläche). |
| l_H [m] | Abstand des Angriffspunktes der auf das Höhenleitwerk wirkenden Luftkraft vom Schwerpunkt des Flugzeugs. |
| i_x [m] | Trägheitsradius des Flugzeugs bezogen auf die Querachse. |
| η | Wirkungsgrad des Propellers. |
| g [m/s ²] | Erdbeschleunigung. |
| ρ [kg · s ⁻² / m ³] | Luftdichte, so daß ρ_0 die Luftdichte für die Höhe 0 m ist. |
| c_a | Auftriebsbeiwert. |
| c_w | Widerstandsbeiwert des Flugzeugs. |
| c_m | Momentenbeiwert des Flugzeugs bezogen auf seinen Schwerpunkt. |
| $c_{nH}' = \frac{d c_{nH}}{d \alpha_H}$ | Ableitung des Beiwerts der auf das Höhenleitwerk wirkenden Normalkraft nach dem Anstellwinkel des Höhenleitwerks. |
| v [m/s] | Bahngeschwindigkeit. |
| \dot{v} [m/s ²] | zeitliche Änderung der Bahngeschwindigkeit. |
| $\omega_\xi = \frac{d \gamma}{d t}$ [1/s] | Die der Bewegung des Flugzeugschwerpunktes erteilte Winkelgeschwindigkeit (in dieser Arbeit gekürzt als Winkelgeschwindigkeit des Flugzeugschwerpunktes bezeichnet). |
| α | Anstellwinkel. |
| κ | Einstellwinkel. |
| γ | Bahnneigungswinkel. |
| θ | Winkel zwischen Profilschne und Horizontalen. |
| β | Winkel zwischen Flugzeugachse und Bewegungsrichtung. |
| β_H | Höhenruderausschlag; positiv, wenn er positives, also kopflastiges Moment erzeugt. |

Die Winkel sind im Bogenmaß einzusetzen. Zwischen den Winkeln ergeben sich nach Abb. 1 folgende Beziehungen:

$$\alpha = \beta + \kappa \dots \dots \dots (1)$$

$$\theta = \gamma + \alpha \dots \dots \dots (2)$$

Die Bedeutung weiterer Formelzeichen, die nur vorübergehend angewandt werden, ist in der Arbeit angegeben.

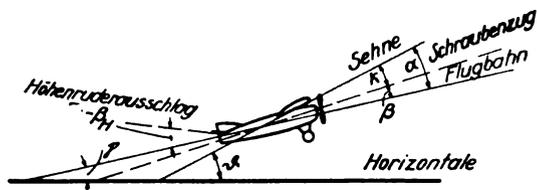


Abb. 1. Bezeichnungen.

II. Einleitung.

Die beschleunigte Längsbewegung eines Flugzeugs kann hervorgerufen werden durch eine ungewollte Änderung des Gleichgewichtszustandes, in dem sich das Flugzeug gerade befindet, oder durch eine gewollte Änderung, die durch den Ruderausschlag des Piloten hervorgerufen wird.

Ist die Abweichung vom stationären Flugzustand nicht groß, hält sich also die Änderung von α , γ und v in engen Grenzen, wie es z. B. meist bei einer ungewollten Änderung des Gleichgewichtszustandes der Fall ist, so wird die beschleunigte Längsbewegung eines Flugzeugs durch Anwendung der Methode der kleinen Schwingungen, die von Bryan zuerst in die Flugtechnik eingeführt wurde¹⁾, untersucht. Ist die Änderung der veränderlichen Größen α , γ und v nicht mehr so klein, daß die höheren Potenzen der Veränderlichen in den als Taylorsche Reihe entwickelten Funktionen vernachlässigt werden können, wie z. B. meistens bei einer gewollten Zustandsänderung, so kann die Änderung der Größen α , γ und v durch schrittweise Integration bestimmt werden, wobei die Voraussetzung gemacht wird, daß die Geschwindigkeit v in den ersten Zeitintervallen konstant ist, da sie sich in der Tat auch nur sehr langsam ändert^{2) 3)}. Bei der schrittweisen Integration läßt sich eine Änderung des Steuerruderausschlags berücksichtigen. Man geht jedoch nicht von der Frage aus, wie sich der Zustand eines Flugzeugs ändert, wenn der Pilot dem Höhenruder einen anderen Ausschlag gibt, sondern man berechnet von Intervall zu Intervall aus dem Differenzenquotienten veränderlicher Größen, z. B. γ , θ , ω usw., den Zuwachs, den eine solche Variable erfährt, und behandelt die Änderung des Höhenruderausschlags nur sekundär.

Betrachtet man jedoch die Steuerbarkeit eines Flugzeugs, so kann es von Interesse sein, z. B. die Abhängigkeit der Bahnneigungsänderung eines Flugzeugs von der Änderung des Höhenruderausschlags festzustellen, d. h. die Funktion $\gamma = f(\beta_H)$ anzugeben, woraus sich Schlüsse auf die Steuerbarkeit und Geschmeidigkeit eines Flugzeugs ziehen lassen. Die Funktion $\gamma = f(\beta_H)$ analytisch aufzustellen, dürfte jedoch außerordentlich schwierig, wenn nicht unmöglich sein.

In vorliegender Arbeit soll nun die Frage behandelt werden, wie sich die Lage eines Flugzeugs im Raume ändert, wenn der Pilot dem Höhenruder einen anderen Ausschlag gibt, wobei die Untersuchung sich jedoch nur auf eine Bewegung in der Symmetrieebene des Flugzeugs erstrecken soll. Es wird also vorausgesetzt, daß keinerlei Seitenkräfte oder -momente (z. B. durch Seitenruderausschläge) auftreten oder daß auftretende Momente, die das Flugzeug nach der Seite zu drehen versuchen (z. B. das Kreiselmoment), durch entgegengesetzte Momente (z. B.

¹⁾ Bryan, The longitudinal stability of aeroplane gliders; Übersetzung von Bader, Verl. Springer, Berlin 1914.
²⁾ Bairstow, Applied Aerodynamics, Kapitel V, S. 259; Vert. Longmans, Green u. Co., London 1920.
³⁾ Hopf, Der überzogene Flug, seine Gefahren und seine Beeinflussung durch die Konstruktion; Beiheft I zur Z. Flugtechn. Motorluftsch. (1920), S. 72.

durch Quer- oder Seitenruderausschläge) aufgehoben werden.

Um die Arbeit nicht zu umfangreich werden zu lassen, wird die Einschränkung gemacht, daß nur Flugbewegungen mit konstanter Winkelgeschwindigkeit ω_ξ untersucht werden sollen. Flugmessungen⁴⁾ zeigen, daß viele beschleunigte Längsbewegungen mit konstanter bzw. nahezu konstanter Winkelgeschwindigkeit des Flugzeugs $\frac{d\theta}{dt}$ ausgeführt werden. Nach Gl. (2) ist aber

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{d\gamma}{dt} + \frac{d\alpha}{dt} \dots \dots \dots (2a)$$

$\frac{d\alpha}{dt}$ kann erfahrungsgemäß in erster Annäherung in den ersten Sekunden konstant gesetzt werden²⁾, so daß tatsächlich die Voraussetzung $\omega_\xi = \frac{d\gamma}{dt} = \text{const.}$ eine gewisse Berechtigung hat.

III. Die Bewegungsgleichungen.

Der Untersuchung der beschleunigten Längsbewegung werden die drei Bewegungsgleichungen zugrunde gelegt, und zwar für die in Bahnrichtung wirkenden Kräfte

$$\frac{G}{g} \frac{dv}{dt} = S \cos \beta - G \sin \gamma - c_w F \frac{\rho}{2} v^2, \dots (3)$$

für die senkrecht zur Bahnrichtung wirkenden Kräfte

$$\frac{G}{g} \cdot v \cdot \frac{d\gamma}{dt} = S \sin \beta - G \cos \gamma + c_a F \frac{\rho}{2} v^2; \dots (4)$$

ferner als Gleichung der Drehbewegung

$$G \cdot i_x^2 \cdot \frac{d^2\theta}{dt^2} = -c_m F t_m \frac{\rho}{2} v^2 - c_{mH}' l_H^2 F_H \frac{\rho}{2} v \frac{d\theta}{dt} \dots (5)$$

Hierin sind $S, v, \gamma, \theta, \beta, c_w, c_a$ und c_m veränderlich, während ρ als konstant angesehen werden kann. Drückt man jedoch die Abhängigkeit der veränderlichen Größen $S = f(v), c_w, c_a$ und $c_m = f(\alpha)$ analytisch aus und ersetzt man die Winkel β und θ durch die Gl. (1) bzw. (2), wobei der Einstellwinkel α in Gl. (1) eine konstante Größe ist, die nach dem Typ des Flugzeugs zwischen -1 und $+3^\circ$ schwankt, so ergeben sich drei Gleichungen mit den drei Veränderlichen v, α und γ .

Der Schraubenzug S läßt sich ausdrücken durch die Formel

$$S = \frac{\rho}{\rho_0} (S_0 - \sigma v^2) \dots \dots \dots (6)$$

Hierin kann nach Madelung bei gegebener Leistung und Flächenleistung

$$S_0 = 4N \sqrt[3]{\frac{F}{N}} \dots \dots \dots (6a)$$

gesetzt werden⁵⁾. Der Beiwert σ kann dann aus S_0 und $S = \frac{75 N \eta}{v}$ leicht berechnet werden.

Die durch Modellversuch gefundenen Beiwerte c_a, c_w und c_m lassen sich in einfacher Weise als Funktionen des Anstellwinkels α ausdrücken. Obwohl Modellmessungen erkennen lassen, daß ein Höhenruderausschlag auch die c_a - und c_w -Werte ändert⁶⁾, so soll doch diese Abhängigkeit vernachlässigt werden, da für einen bestimmten Anstellwinkel bei veränderlichem Ruderausschlag β_H der Unterschied zwischen den c_a - bzw. c_w -Werten im Gegensatz zu den c_m -Werten klein ist.

Der Auftriebsbeiwert c_a läßt sich als lineare Funktion von α ansetzen. Linear verläuft diese Funktion aber nur im Bereich mittlerer Anstellwinkel. Bei hohen Anstellwinkeln, wie sie oft bei beschleunigten Längsbewegungen auftreten, steigt der Auftrieb im Verhältnis zum Anstellwinkel nicht mehr so schnell wie bisher. In sämtliche Beziehungen ist

der Anstellwinkel α im Bogenmaß einzusetzen. α_{max} dürfte selbst im beschleunigten Fluge 30° nicht überschreiten, ist also kleiner als 1, so daß in der Funktion $c_a = f(\alpha)$ die höheren Potenzen von α vernachlässigt werden können.

Der Widerstandsbeiwert c_w läßt sich als Veränderliche des Anstellwinkels α mit hinreichender Genauigkeit als Parabel ansetzen.

Setzt man also

$$c_a = k_1 \alpha + c_1 \dots \dots \dots (7)$$

$$\text{und} \quad c_w = k_2 (\alpha - \alpha_1)^2 + c_2, \dots \dots \dots (8)$$

so bedeuten hierin

$k_1 = \frac{dc_a}{d\alpha}$, der Auftriebsgradient,

$c_1 = c_a$ für $\alpha = 0$,

$$k_2 = \frac{1}{2} \frac{d^2 c_w}{d\alpha^2},$$

$c_2 = c_{w \text{ min}}$ den kleinsten Widerstandsbeiwert für das ganze Flugzeug und

$\alpha = \alpha_1$ den Anstellwinkel für $c_{w \text{ min}}$.

Der Momentenbeiwert c_m besteht aus zwei Teilen, c_{mF1} und c_{mH} , von denen der eine der Momentenbeiwert der Tragfläche, der andere der Momentenbeiwert des Höhenleitwerks bezogen auf die Tragflächentiefe ist, so daß

sich also $c_{mH} = \frac{c_{mH}' \cdot l_H}{l_m}$ ergibt.

Für den Momentenbeiwert der Tragfläche c_{mF1} sei gesetzt

$$c_{mF1} = a + b\alpha + c\alpha^2 + d\alpha^3 \dots \dots \dots (9)$$

worin a, b, c und d konstante Werte bedeuten, die aus der durch Modellversuch gewonnenen c_{mF1} -Kurve ermittelt werden können.

Der Momentenbeiwert des Höhenleitwerks c_{mH} ist jedoch, wie schon erwähnt, nicht nur eine Funktion des Anstellwinkels α , sondern auch des Ruderausschlagwinkels β_H . Aus Modellmessungen ist zu ersehen⁷⁾, daß $c_{mH} = f(\alpha)$ für konstantes β_H linear ist und daß eine Veränderung des Ruderausschlages eine Verschiebung der Geraden c_{mH} parallel zur Ordinatenachse hervorruft. Es ist also analog Gl. (7)

$$c_{mH} = k_3 \alpha + c_3,$$

worin

$$k_3 = \frac{dc_{mH}}{d\alpha}$$

und

$$c_3 = c_{mH} \text{ für } \alpha = 0$$

ist (Abb. 3). Da c_{mH} jedoch noch eine Funktion von β_H ist, die Änderung von β_H sich jedoch durch eine Parallelverschiebung äußert, ist c_3 nicht konstant, sondern seinerseits eine Funktion von β_H . Auch diese Funktion ist linear, wie die obenerwähnten Modellversuche erkennen lassen. Die Funktion $c_3 = f(\beta_H)$ läßt sich also ansetzen zu

$$c_3 = k_4 \beta_H + c_4 \dots \dots \dots (11)$$

Hierin ist

$$k_4 = \frac{dc_3}{d\beta_H}$$

und

$$c_4 = c_3 \text{ für } \beta_H = 0 \text{ (Abb. 4).}$$

Es ist also

$$c_m = c_{mF1} + c_{mH} = a + b\alpha + c\alpha^2 + d\alpha^3 + k_3 \alpha + k_4 \beta_H + c_4 \dots \dots \dots (12)$$

Die trigonometrischen Funktionen $\sin \beta$ und $\cos \beta, \sin \gamma$ und $\cos \gamma$ werden durch Reihen ersetzt.

Da der Anstellwinkel α höchstens einen Wert von 30° erreicht, β diesen Wert kaum überschreitet — denn der Einstellwinkel ist im allgemeinen positiv —, läßt sich mit genügender Genauigkeit

⁷⁾ Norton-Bacon, The pressure distribution over the horizontal tail surfaces of an airplane, N. A. C. A., Report 119, S. 355, Fig. 83.

⁴⁾ N. A. C. A., Report 153, Fig. 10 und Report 155, Fig. 6.
⁵⁾ S. auch Blenk, Startformeln für Landflugzeuge. Z. Flugtechn. Motorluftsch. 18. Jahrg. (1927), S. 30.
⁶⁾ S. u. a. Munk-Molthan, Messungen an einem Flugzeugmodell Aeg D I, TB III, S. 32, und Molthan, Messungen an einem Modell des D-Flugzeugs T. 29, TB III, S. 253.

und
$$\left. \begin{aligned} \sin \beta &= \beta = \alpha - \alpha \\ \cos \beta &= 1 - \frac{\beta^2}{2} = 1 + \alpha \alpha - \frac{\alpha^3}{2} \end{aligned} \right\} \dots \dots (13)$$

setzen, wobei das Glied $-\frac{\alpha^2}{2}$ im Ausdruck für $\cos \beta$ als klein vernachlässigt werden kann. Der Fehler beträgt für $\sin \beta$ im Höchsthalle 5%, für $\cos \beta$ dagegen noch nicht 1%. Wollte man auch für $\sin \beta$ ungefähr dieselbe Genauigkeit erreichen, wie für $\cos \beta$, so müßte ein Glied α^3 eingeführt werden. Mit Rücksicht darauf aber, daß β nur in ganz seltenen Fällen so groß wird (und dann nur vorübergehend), daß die Ungenauigkeit 5% beträgt, wurde von einem Glied α^3 abgesehen.

Der Bahnneigungswinkel γ kann sich von 0 bis 360° ändern. Würde man ihn als Reihe ansetzen, so dürfte diese, um genügende Genauigkeit zu erhalten, erst nach einer großen Zahl von Gliedern abgebrochen werden. Aus diesem Grunde wird die Vertikalebene in 4 Quadranten eingeteilt, so daß nur Winkel γ von 0 bis 90° auftreten. Dann ändern sich jedoch die Funktionen von Quadrant zu Quadrant, so daß statt

$$\begin{aligned} & + \cos \gamma \text{ bzw. } + \sin \gamma, \\ \text{im II. Quadranten} & - \sin \gamma \text{ bzw. } + \cos \gamma, \\ \text{im III. Quadranten} & - \cos \gamma \text{ bzw. } - \sin \gamma, \\ \text{im IV. Quadranten} & + \sin \gamma \text{ bzw. } - \cos \gamma \end{aligned}$$

zu setzen ist. Für $\gamma = 90^\circ$ läßt sich, um genügende Genauigkeit zu erreichen, sowohl für $\cos \gamma$ wie auch für $\sin \gamma$ die Reihe nach drei Gliedern abbrechen, so daß man erhält

und
$$\left. \begin{aligned} \cos \gamma &= 1 - \frac{\gamma^2}{2} + \frac{\gamma^4}{24} \\ \sin \gamma &= \gamma - \frac{\gamma^3}{6} + \frac{\gamma^5}{120} \end{aligned} \right\} \dots \dots (14)$$

Außerdem kann γ noch durch $\omega_\xi \cdot t$ ersetzt werden, da nach Voraussetzung $\omega_\xi = \frac{d\gamma}{dt} = \text{const}$ sein sollte, und wobei die Zeit t mit dem Augenblick beginnt, wo das Flugzeug die Horizontale, also $\gamma = 0$, durchfliegt.

Für $\frac{d\theta}{dt}$ kann gesetzt werden

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{d\gamma}{dt} + \frac{d\alpha}{dt} = \frac{d\alpha}{dt} + \omega_\xi = \dot{\alpha} + \omega_\xi \quad (15a)$$

und für $\frac{d^2\theta}{dt^2}$

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} = \frac{d^2\gamma}{dt^2} + \frac{d^2\alpha}{dt^2} = 0, \quad (15b)$$

da die Einschränkung gemacht worden war, daß $\frac{d\alpha}{dt}$ und $\frac{d\gamma}{dt} = \omega_\xi$ konstant und demnach $\frac{d^2\theta}{dt^2} = 0$ sein sollte.

Ersetzt man nun in den Gleichungen (3), (4) und (5) die Veränderlichen durch ihre analytischen Funktionen (6) bis (15) so erhält man drei Gleichungen mit den Unbekannten v , α , ω_ξ und β_H .

Der Ruderausschlag β_H ist eine willkürliche und unabhängige Veränderliche, denn es ist dem Belieben des Piloten überlassen, einen schnellen oder langsamen Ruderausschlag zu geben. Aus diesem Grunde kann der Ruderausschlag β_H , wie auch amerikanische Messungen zeigen⁸⁾, für den Anfang der Bewegung als eine lineare Funktion der Zeit t angesetzt werden. Die Geschwindigkeit, mit der der Ruderausschlag geändert wird, sei dadurch festgelegt, daß t_s angibt, in welcher Zeit eine Änderung des Ruderausschlags β_H um einen Winkel von 10° erfolgt.

Die Geschwindigkeit v läßt sich in einfacher Weise eliminieren, so daß zwei Gleichungen $f(\alpha, t) = 0$ übrigbleiben, die durch die Winkelgeschwindigkeit ω_ξ miteinander gekoppelt sind.

IV. Bestimmung des Anstellwinkels, der Winkelgeschwindigkeit, der Geschwindigkeit, des Lastvielfachen, des Ruderausschlags und der Flugbahn.

Die beiden Gleichungen $f(\alpha, t)$ lassen sich nun in einfacher Weise lösen. Ihre Lösung wird als Reihe nach steigenden Potenzen von t angegeben und lautet

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= a_{0I} + a_{1I} \cdot t + a_{2I} \cdot t^2 + a_{3I} \cdot t^3 \\ \alpha &= a_{0II} + a_{1II} \cdot t + a_{2II} \cdot t^2 + a_{3II} \cdot t^3 \end{aligned} \right\} \dots \dots (16)$$

Nach Errechnen der Koeffizienten läßt sich der Anstellwinkel als Veränderliche der Zeit t bestimmen.

Die Winkelgeschwindigkeit ω_ξ wird graphisch ermittelt.

Die beiden Gleichungen (16) sind, wie schon erwähnt, durch die Winkelgeschwindigkeit miteinander verbunden. Diese ist aber wieder von der Geschwindigkeit abhängig, mit der der Ruderausschlag geändert wird. Eine Änderung des Ruderausschlags hat jedoch erst auf den Koeffizient a_{3II} eine Wirkung, da β_H erst in diesem Koeffizienten auftritt. Berechnet man nun den Koeffizienten a_{3I} für mehrere Winkelgeschwindigkeiten und a_{3II} für mehrere Winkel- und Ruderausschlagsgeschwindigkeiten und trägt diese Koeffizienten als Funktion von ω_ξ auf, so ergibt der Schnittpunkt einer Kurve $a_{3II} = f(\omega_\xi)$ für eine bestimmte Ruderausschlagsgeschwindigkeit mit der Kurve $a_{3I} = f(\omega_\xi)$ die Winkelgeschwindigkeit, die dem Flugzeugschwerpunkt durch diese Ruderausschlagsgeschwindigkeit erteilt wird.

Die Geschwindigkeit v wird aus der zweiten Bewegungsgleichung errechnet.

Das auftretende Lastvielfache ist

$$n = \frac{v \cdot \omega_\xi}{g}, \quad (17)$$

läßt sich also nach Berechnung von v in einfacher Weise angeben.

Der Ruderausschlag β_H wird für den weiteren Verlauf der Flugbewegung aus der dritten Bewegungsgleichung berechnet.

Die Flugbahn wird aus der Horizontalkomponenten x und Vertikalkomponenten y zusammengesetzt. Es ist also

$$\left. \begin{aligned} x &= \int v_x dt = \int v \cos \gamma dt \\ y &= \int v_y dt = \int v \sin \gamma dt \end{aligned} \right\} \dots \dots (18)$$

Die Werte x und y werden graphisch ermittelt.

V. Berechnung eines Beispiels.

1. Die Flugzeugkonstanten und die Bestimmung der aerodynamischen Faktoren.

Als Beispiel werde die Bewegung eines Flugzeugs im I. und II. Quadranten (halber Looping) berechnet. Da von dem amerikanischen Curtis-Flugzeug JN 4 H, einem verspannten Doppeldecker, die meisten Angaben in der Literatur vorhanden sind, sowohl was Modellmessungen als auch Meßflüge anlangt, so wurde dieses Flugzeug der Berechnung zugrunde gelegt.

Die Flugzeugdaten ergeben sich zu⁹⁾:

Gewicht	$G = 1000 \text{ kg}$
Tragfläche	$F = 32,75 \text{ m}^2$
Leistung	$N = 150 \text{ PS}$, also nach Gl. (6a) $S_0 \sim 375 \text{ kg}$
Einstellwinkel	$\alpha = 2^\circ = 0,035$ im Bogenmaß
Tragflächentiefe, oben	$t_0 = 1,51 \text{ m}$
Höhenleitwerksfläche	$F_H = 4,67 \text{ m}^2$
Hebelarm	$l_H = 5 \text{ m}$
Quadrat des Trägheitsradius	$i_x^2 = 3,34 \text{ m}^2$ ¹⁰⁾

⁸⁾ Reid, A study of airplane maneuvers, N. A. C. A., Report 155, S. 566, Fig. 6.

⁹⁾ Warner und Norton, Preliminary report on free flight tests, N. A. C. A., Report 70.

¹⁰⁾ Munk, The tail plane, N. A. C. A., Report 133, Part III.

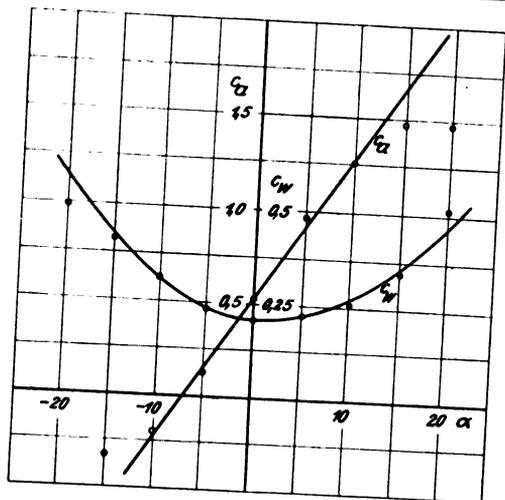


Abb. 2. Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte des Flugzeugs Curtiss JN 4 H.

Von einem Modell des Flugzeugs Curtiss JN 4 H sind für einen Anstellwinkel 0 bis 360° der Auftrieb und der Widerstand gemessen worden. Hieraus lassen sich c_a und $c_w = f(\alpha)$ leicht berechnen. Sie sind in Abb. 2 eingezeichnet¹¹⁾. Für die Gleichungen (7) und (8) ergeben sich auf Grund dieser Kurven:

$$k_1 = 4,275, \quad c_1 = 0,28, \\ k_2 = 2,58, \quad c_2 = 0,0777, \quad \alpha_1 = +0,031 \text{ in Bgm.}$$

Die Kreise und Punkte sind die aus den Modellmessungen errechneten c_a - und c_w -Werte, während die Kurven gezeichnet sind auf Grund obiger in Gl. (7) und (8) eingesetzter Werte, so daß also

$$\text{und} \quad c_a = 4,275 \alpha + 0,28 \dots \dots \dots (7)$$

$$c_w = 2,58 (\alpha - 0,031)^2 + 0,0777 \dots \dots \dots (8)$$

Aus der Polaren errechnet sich die Horizontalgeschwindigkeit zu 34,5 m/s bei $\alpha = +3^\circ$. Dann ist zur Berechnung des Schraubenzuges $S = f(v)$ in Gleichung (6)

$$\sigma = 0,15.$$

Die Luftdichte sei für die Berechnung des Beispiels zu $\rho = 1/9,81 \text{ kg/m}^3$ gesetzt, so daß also die Flugbewegung in ungefähr 2000 m Höhe erfolgen würde.

Die Momentenbeiwerte bzw. die Faktoren a, b, c, d, k_3, k_4 und c_4 für Gleichung (12) werden ebenfalls aus Modellmessungen gewonnen¹²⁾. Aus den auf Grund dieser Modellmessungen gefundenen Momenten für das ganze Flugzeug bei verschiedenen Höhenruderausschlägen $\beta_H = -25$ bis $+15^\circ$, sowie für die Zelle mit Rumpf werden die c_{mH} -Werte berechnet, wobei berücksichtigt werden muß, daß im Gegensatz zur amerikanischen Literatur in der deutschen kopflastige Momente und dementsprechend solche Momente hervorrufende Stellruderausschläge (Tiefensteuer) positiv angesetzt werden. Die sich auf Grund der Umrechnung ergebenden Werte für c_m sind in Abb. 3 eingezeichnet. Aus den c_{mFl} -Werten, also den Momentenbeiwerten für Zelle + Rumpf, ergeben sich die Werte a, b, c und d zu

$$a = +0,0335, \\ b = -2,2, \\ c = +7,34, \\ d = -8,26.$$

Mit den so gefundenen Werten a, b, c und d ist die Kurve $c_{mFl} = f(\alpha)$ in Abb. 3 gezeichnet worden.

Die Faktoren k_3, k_4 und c_4 in der Gleichung $c_{mH} = k_3 \alpha + k_4 \beta_H + c_4$ wurden aus den auf Grund der Modellversuche errechneten und in Abb. 3 eingetragenen c_{mH} -

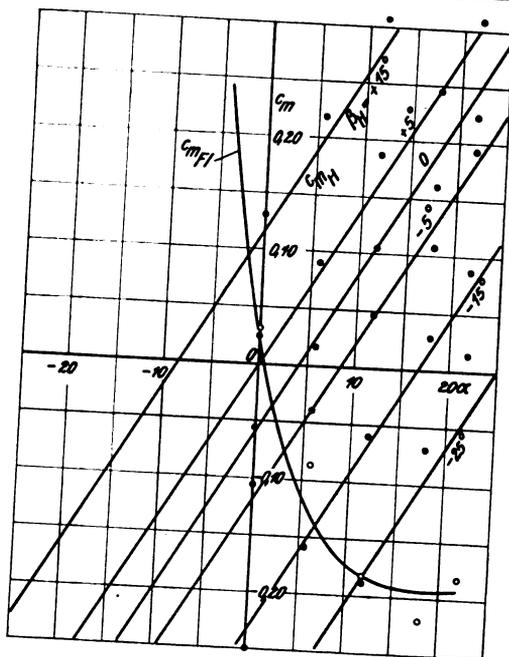


Abb. 3. Momentenbeiwerte für Flügel und Höhenleitwerk des Flugzeugs Curtiss JN 4 H.

Werten mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate berechnet. Es ergeben sich hiernach

$$k_3 = 0,81, \\ k_4 = 0,673, \\ c_4 = -0,0595.$$

Mit Hilfe dieser Werte lassen sich die Geraden $c_{mH} = f(\alpha)$ für $\beta_H = +15, +5, 0, -5, -15$ und -25° in Abb. 3 einzeichnen. Die Übereinstimmung mit den aus den Modellversuchen errechneten Werten c_{mH} ist eine befriedigende, so daß daraus die auf Seite 63 gemachte Voraussetzung, daß $c_3 = f(\beta_H)$ linear ist, also $c_3 = k_4 \beta_H + c_4$, schon bewiesen wird.

In Abb. 4 sind die durch Versuch bestimmten Werte c_{mH} für $\alpha = 0$ in Abhängigkeit von β_H aufgetragen, denn es ist

$$c_{mH} = c_3 = k_4 \cdot \beta_H + c_4 \quad \text{für } \alpha = 0.$$

Wie zu ersehen ist, liegen die c_{mH} -Werte tatsächlich nahezu auf einer Geraden. Vermittels der Werte $k_4 = 0,673$ und $c_4 = -0,0595$ ist nun die Gerade $c_{mH} = f(\beta_H)$ in Abb. 4 eingezeichnet worden.

Ferner ist noch $c_{mH}' = \frac{\partial c_{mH}}{\partial \alpha_H} = 2,8$. Dieser Wert wurde entsprechend der Form des Höhenleitwerks und einem Seitenverhältnis $\frac{b_H}{l_H} = 1,6$ aus Fuchs und Hopf, Aero-

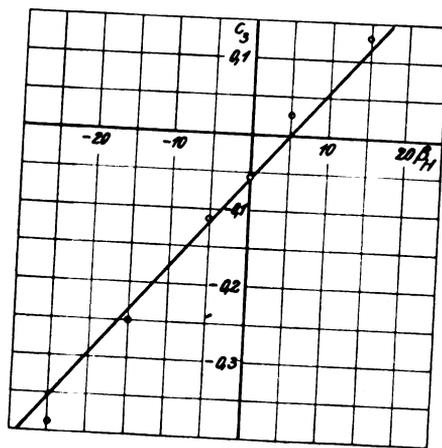


Abb. 4. Momentenbeiwert des Höhenleitwerks bei Anstellwinkel $\alpha = 0$ in Abhängigkeit vom Höhenruderausschlag.

¹¹⁾ Bacon, Preliminary experiments on a JN 4 H Biplane, N. A. C. A., Report 122, Fig. 13, S. 400.

¹²⁾ Norton und Bacon, Horizontal tail surfaces of an airplane, N. A. C. A., Report 118, Fig. 83.

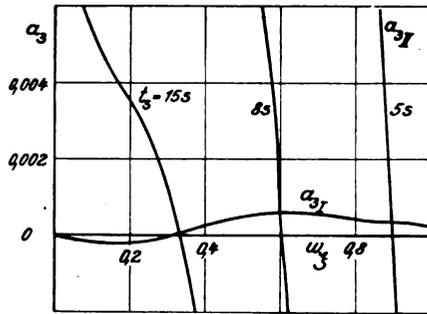


Abb. 5. Graphische Ermittlung der Winkelgeschwindigkeit des Flugzeugs Curtiss JN 4 H bei verschiedenen Ruderausschlaggeschwindigkeiten.

dynamik, St. 338, Abb. 227, entnommen und in Bogenmaß umgerechnet.

2. Berechnung der Winkelgeschwindigkeit für verschiedene Ruderausschlaggeschwindigkeiten.

Es soll die Winkelgeschwindigkeit ermittelt werden, die dem Flugzeugschwerpunkt erteilt wird, wenn der Pilot den Höhenruderausschlag um 10° in einer Zeit $t_s = 5, 8$ bzw. 15 s ändert.

Zu diesem Zweck ist mit den vorstehend für das Curtiss-Flugzeug JN 4 H gefundenen Werten sowohl der Koeffizient a_{3I} als auch a_{3II} der Gleichungen (16) für verschiedene Winkelgeschwindigkeiten bzw. letzterer auch für die oben angegebenen Ruderausschlaggeschwindigkeiten berechnet worden. Trägt man die Werte a_{3I} bzw. a_{3II} als Funktionen von ω_ξ auf (Abb. 5), so schneiden sich diese Kurven. Der Schnittpunkt ergibt die Winkelgeschwindigkeit ω_ξ , die dem Flugzeugschwerpunkt durch eine Änderung des Höhenruderausschlags um 10° in der Zeit t_s erteilt wird.

Aus Abb. 5 ist zu ersehen, daß für

$t_s =$	5	8	15	s
$\omega_\xi =$	0,894	0,598	0,335	wird.

Die Werte a_{3I} ändern sich mit der Änderung von ω_ξ nur in beschränktem Maße, dagegen die Werte a_{3II} erheblich. Die Kurven a_{3II} schneiden die Abszissenachse fast senkrecht. Die Schnittpunkte dieser Kurven mit der Abszissenachse ergeben ω_ξ -Werte, die sich von obigen ω_ξ -Werten, den Schnittpunkten mit der a_{3I} -Kurve, kaum um 1% unterscheiden. Bei der Beispielsberechnung für ein anderes Flugzeug dürften die Verhältnisse nicht viel anders liegen. Es genügt daher praktisch — um auch gleichzeitig den Aufwand an Rechenarbeit erheblich zu verringern — $a_{3II} = f(\omega_\xi)$ zu berechnen und den Schnittpunkt der a_{3II} -Kurve mit der Abszissenachse zu bestimmen. Dieser Schnittpunkt ist dann die Winkelgeschwindigkeit, die dem Flugzeugschwerpunkt durch eine Ruderausschlagsänderung um 10° in einer bestimmten Zeit t_s erteilt wird.

3. Berechnung der Flugleistungen.

Die Flugleistungen sind nicht nur für die in vorstehendem Abschnitt gefundenen Winkelgeschwindigkeiten $\omega_\xi = 0,894, 0,598$ und 0,335 berechnet worden, sondern zu Vergleichszwecken auch für die willkürlich gewählte Winkelgeschwindigkeit $\omega_\xi = 1,5$.

Der Bahnneigungswinkel γ , der Anstellwinkel α , die Geschwindigkeit v , die Beschleunigung \dot{v} , das Lastvielfache n und der Ruderausschlag β_H sind in nachstehender Zahlentafel eingetragen und in die Abb. 6 bis 9 in Abhängigkeit von der Zeit t eingezeichnet. Die eingeklammerten Werte der Spalte für die Zeit t geben die Zeit für den II. Quadranten an, wobei die Zeit wieder vom Eintreten des Flugzeugs in den II. Quadranten, also von $\gamma = 90^\circ$ ab gerechnet wird. Wieviel Zeit das Flugzeug zum Durchfliegen eines Quadranten gebraucht, ergibt sich aus der Gleichung

$$t = \frac{\pi}{2 \omega_\xi} \dots \dots \dots (19)$$

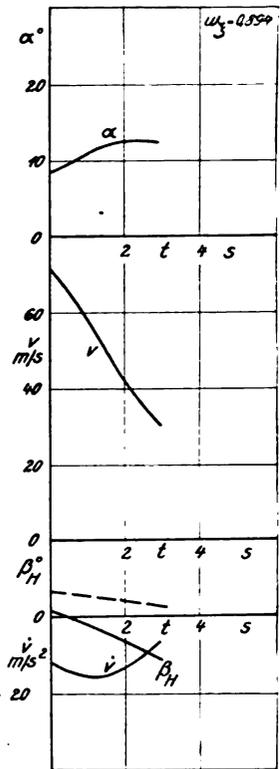
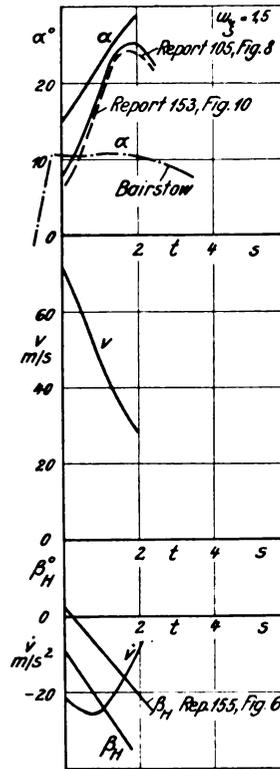


Abb. 6 u. 7. Anstellwinkel, Geschwindigkeit, Lastvielfaches, Beschleunigung und Höhenruderausschlagswinkel des Flugzeugs Curtiss JN 4 H in ihrem zeitlichen Verlauf für verschiedene Winkelgeschwindigkeiten des Flugzeugs.

Die Koordinaten x und y des vom Flugzeug zurückgelegten Weges sind ebenfalls aus nachstehenden Zahlentafeln ersichtlich. Die Flugbahn ist aus Abb. 10 zu ersehen.

Tafel I. $\omega_\xi = 1,5$.

t s	γ°	α°	v m/s	\dot{v} m/s²	n	β_H°	x m	y m
0	0	+15,0	71,7	-21,2	10,9	-9,7	0	0
0,5	42,9	+18,4	60,0	-25,3	9,1	-16,3	29,6	10,8
1,0	85,7	+22,4	47,2	-24,6	7,2	-24,2	41,2	34,1
1,05 (0)	90,0	+22,8	46,0	-24,1	7,0	-25,0	—	—
1,55 (0,5)	132,9	+26,3	35,1	-16,9	5,4	-31,8	36,6	53,3
2,05 (1,0)	175,7	+29,0	27,7	-7,2	4,2	—	23,4	61,5
2,10 (1,05)	180,0	+29,4	27,0	-6,2	4,1	—	20,6	61,6

Tafel II. $\omega_\xi = 0,894$.

t s	γ°	α°	v m/s	\dot{v} m/s²	n	β_H°	x m	y m
0	0	+ 8,1	71,6	-12,3	6,5	+ 1,1	0	0
0,5	25,6	+ 9,3	64,8	-14,6	5,9	- 0,2	32,5	7,4
1,0	51,2	+10,7	57,1	-16,0	5,2	- 2,1	56,5	25,9
1,5	76,8	+11,9	49,1	-15,7	4,5	- 4,4	69,3	49,4
1,76 (0)	90,0	+12,5	45,0	-14,9	4,1	- 5,8	70,7	61,4
2,26 (0,5)	115,6	+13,0	38,0	-11,8	3,5	- 7,7	66,3	81,3
2,76 (1,0)	141,2	+12,8	31,8	- 7,3	2,9	-10,1	55,7	94,9
2,96 (1,2)	151,5	+12,5	29,9	- 5,3	2,7	-11,1	50,6	98,3

Tafel III. $\omega_\xi = 0,598$.

t s	γ°	α°	v m/s	\dot{v} m/s²	n	β_H°	x m	y m
0	0	+ 8,1	53,9	- 5,7	3,3	+1,9	0	0
0,5	17,1	+ 8,9	50,4	- 7,9	3,1	+1,1	26,6	3,9
1,0	34,3	+ 9,9	46,2	- 9,7	2,8	- 0,2	48,4	14,3
1,5	51,4	+11,1	41,0	-10,8	2,5	- 2,5	64,4	29,1
2,0	68,5	+12,3	35,3	-11,1	2,2	- 4,1	73,9	45,5
2,5	85,7	+13,1	29,7	-10,5	1,8	- 5,0	77,7	61,1
2,63 (0)	90,0	+13,1	28,4	-10,2	1,7	—	77,8	64,8
3,13 (0,5)	107,1	+12,5	22,8	- 8,5	1,4	- 6,2	75,8	77,6

Tafel IV. $\omega_z = 0,335$.

t s	γ°	α°	v m/s	\dot{v} m/s ²	n	β_H°	x m	y m
0	0	+ 8,1	39,9	-1,8	1,4	+ 3,5	0	0
0,5	9,6	+ 8,5	38,8	-3,3	1,3	+ 3,1	19,6	1,7
1,0	19,2	+ 9,1	37,0	-4,6	1,3	+ 2,5	37,9	6,4
1,5	28,8	+ 9,9	34,6	-5,8	1,2	+ 1,5	54,2	13,6
2,0	38,4	+11,0	31,7	-6,7	1,1	- 0,1	68,1	22,8
2,5	48,0	+12,4	28,1	-7,5	1,0	- 2,6	79,0	33,0
3,0	57,6	+14,3	24,1	-8,0	0,8	- 6,9	86,9	43,4
3,5	67,2	+17,0	19,6	-8,3	0,7	(-14,5)	91,9	53,0
4,0	76,8	+20,9	14,3	-8,2	0,5	—	94,6	61,0
4,5	86,4	(-26,8)	6,3	-7,5	0,2	—	95,5	66,1

Die Ergebnisse für die Winkelgeschwindigkeit $\omega_z = 1,5$ wurden mit Rechnungen, die von Bairstow¹³⁾ durchgeführt wurden, und Flugmessungen des National Advisory Committee for Aeronautics verglichen¹⁴⁾.

Die Berechnung von Bairstow geht jedoch insofern von unrichtigen Voraussetzungen aus, als ein konstanter Ruderausschlagswinkel $\beta_H = -15^\circ$ angenommen wurde, abgesehen davon, daß ein Anfangswinkel von -15° , wie die Schaubilder Abb. 6 bis 9 zeigen, viel zu groß ist. Der Schleifenflug ist eine gesteuerte Bewegung, bei der der Ruderausschlag sich ändert, selbst wenn infolge eines Gleitfluges dem Flugzeug schon vorher eine Winkelgeschwindigkeit erteilt wurde. Wird dagegen das Flugzeug aus der Horizontalen zum Schleifenflug hochgezogen, so darf der Ruderausschlag nicht zu schnell auf ein Maximum gebracht werden, sicherlich nicht so schnell, daß schon von der Zeit $t = 0$ ab mit einem maximalen Ruderausschlag gerechnet werden kann. Die Flugmessungen¹⁵⁾ zeigen auch, daß bei einem Schleifenflug, der ca. 12 s dauert, der Höhenruderausschlag erst nach 4 s, also erst nach dem dritten Teil der gesamten für den Überschlag erforderlichen Zeit, sein Maximum erreicht. Der von Bairstow vorausgesetzte große Ruderausschlag dürfte auch der Grund dafür sein, daß, bevor das Flugzeug durch die Horizontale geflogen ist,

der Anstellwinkel von ursprünglich $-0,4^\circ$ schon auf über 10° gestiegen ist und längere Zeit nahezu konstant bleibt (s. Abb. 6).

Wie aus den Zahlentafeln auf S. 66 und 67 und den Abb. 7 bis 9 zu ersehen ist, wird jedoch ein Flugzeug, das mit einer Ruderausschlagsgeschwindigkeit gesteuert wird, für die $t_s = 5, 8$ bzw. 15 s ist, keinen vollständigen Schleifenflug ausführen können, da die Energie nicht genügt, um den höchsten Punkt zu erreichen. Ist die Winkelgeschwindigkeit $\omega_z = 0,335$, so wird noch nicht einmal $\gamma = 90^\circ$ erreicht. Das Flugzeug besitzt also nicht so viel Energie, wie erforderlich ist, um in den II. Quadranten eintreten zu können.

Die in vorliegender Arbeit errechneten Anstellwinkel zeigen eine bessere Übereinstimmung mit den amerikanischen Flugmessungen als die von Bairstow durchgeführte Berechnung. Zwei Veröffentlichungen von Anstellwinkelmessungen, die mit dem Curtis-Flugzeug JN 4 H ausgeführt wurden, stehen zur Verfügung¹⁶⁾. Die Flugmessungen ergeben ein starkes Anwachsen des Anstellwinkels. Es werden Werte bis zu 25° erreicht, Anstellwinkel, die bei einem stationären Fluge längst im Bereich des überzogenen Fluges liegen. Für die Berechnung ergibt sich bei $\omega_z = 1,5$ ein noch etwas größerer Anstellwinkel, da der Anstellwinkel für $t = 0$, der nach der von Bairstow angewandten schrittweisen Berechnung errechnet wurde, entsprechend der größeren Winkelgeschwindigkeit des Flugzeugschwerpunktes größer ist als bei den amerikanischen Anstellwinkelmessungen. Nach den Meßergebnissen wird im weiteren Verlauf des Fluges der Anstellwinkel wieder kleiner. Dies ist bei der Winkelgeschwindigkeit $\omega_z = 1,5$, soweit die Rechnung durchgeführt wurde, infolge der größeren Winkelgeschwindigkeit noch nicht der Fall. Bei $\omega_z = 0,894$ und $0,598$ wird der Anstellwinkel ebenfalls größer, um allmählich wieder abzunehmen, nachdem er ein Maximum erreicht hat. Hier stimmt also der Verlauf der Kurve $\alpha = f(t)$ mit den amerikanischen Messungen eher überein. Infolge der Abnahme der kinetischen Energie wird die Geschwindigkeit schnell kleiner. Die Winkelgeschwindigkeit des Flugzeugs ist $\frac{d\theta}{dt} = \frac{d\gamma}{dt} + \frac{d\alpha}{dt}$. Hierin ist $\frac{d\gamma}{dt}$ nach Voraussetzung

konstant, während sich $\frac{d\alpha}{dt}$ nur in engen Grenzen ändert und im II. Quadranten negativ ist, um beim Übergang vom II. zum III. Quadranten Null zu werden. Ist also u die senkrecht auf der Bahngeschwindigkeit stehende Komponente der sich aus der Winkelgeschwindigkeit des Flugzeugs ergebenden Umfangsgeschwindigkeit eines Punktes der Tragfläche, so wird u größer, während gleichzeitig v schnell kleiner wird. Dann wird aber, wie aus Abb. 10 zu ersehen ist, bei kleinerer Geschwindigkeit v der Anstellwinkel α immer größer. Er gelangt in Bereiche, für die die auf S. 63 und 64 — Gl. (7) und (13) — gemachten Voraussetzungen nur noch mit größerer Ungenauigkeit gelten, als in der Berechnung vorgesehen war.

Die Geschwindigkeit v zur Zeit $t = 0$ ist entsprechend der hohen Winkelgeschwindigkeit $\omega_z = 1,5$ natürlich höher, als wie die Berechnung von Bairstow und die amerikanischen Flugmessungen angeben. Da auch die gesamte für den

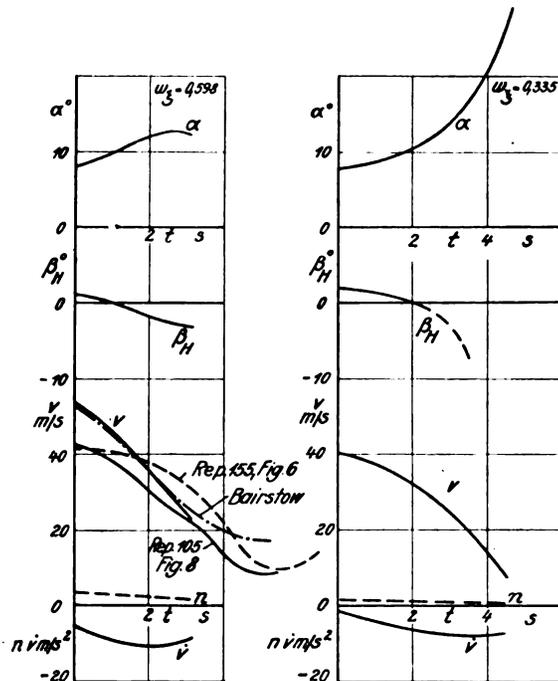


Abb. 8.

Abb. 9.

Abb. 8 u. 9. Anstellwinkel, Geschwindigkeit, Lastvielfaches, Beschleunigung und Höhenruderausschlagswinkel des Flugzeugs Curtis JN 4 H in ihrem zeitlichen Verlauf für verschiedene Winkelgeschwindigkeiten des Flugzeugs.

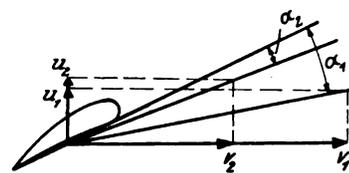


Abb. 10. Änderung des Anstellwinkels infolge veränderlicher Umfangsgeschwindigkeit eines „Tragflächenpunktes“ und Vorwärtsgeschwindigkeit des Flugzeugs.

¹³⁾ Bairstow, Applied aerodynamics, S. 253 ff.
¹⁴⁾ N. A. C. A., Report 105, 153 und 155.
¹⁵⁾ N. A. C. A., Report 155, Fig. 6.

¹⁶⁾ N. A. C. A., Report 105, Fig. 8 und Report 153, Fig. 10.

Schleifenflug benötigte Zeit kleiner ist, ist der Abfall der errechneten Geschwindigkeit ein viel stärkerer. Dagegen zeigt die Abnahme der Geschwindigkeit für $\omega_\xi = 0,598$ in ihrem Verlauf eine recht gute Übereinstimmung mit der Berechnung von Bairstow, in der die Winkelgeschwindigkeit $\omega_\xi \sim 0,75$ ist, und mit den amerikanischen Flugmessungen, deren mittlere Winkelgeschwindigkeiten ebenfalls ungefähr in dieser Höhe liegen. Die Geschwindigkeit wird aus der quadratischen Gleichung (4) berechnet (s. auch S. 64). Wird diese Gleichung explizit dargestellt, so tritt in derselben eine Wurzel auf, die imaginär werden kann für große negative Werte $\cos \gamma$ im II. Quadranten, wie es bei $\omega_\xi = 0,895$ und $0,598$ der Fall ist, oder für zu große Anstellwinkel wie bei $\omega_\xi = 0,335$. Diese Winkelgeschwindigkeiten genügen also nicht, um einen Schleifenflug durchzuführen. Nur eine Änderung der Winkelgeschwindigkeit durch schnelleres Ziehen des Höhenruders wird noch einen Schleifenflug ermöglichen.

Die Beschleunigung (bzw. zunächst Verzögerung) \dot{v} wurde ebenfalls in die Abb. 6 bis 9 eingezeichnet. Infolge der stärker abnehmenden Geschwindigkeit wird die Beschleunigung \dot{v} , die von vornherein einen negativen Wert hat, zunächst einen größeren negativen Wert annehmen. Schon vor dem Verlassen des I. Quadranten hat die Beschleunigung ihr Minimum erreicht, um dann wieder größer zu werden. Da beim Übergang vom II. zum III. Quadranten die Geschwindigkeit zuzunehmen beginnt, wird von diesem Punkte ab die Beschleunigung einen positiven Wert haben.

Das Lastvielfache n wird aus Gleichung (17) berechnet, in der die Geschwindigkeit die einzige Veränderliche darstellt. Daher verläuft die Kurve $n = f(t)$ gleichsinnig zur Kurve $v = f(t)$. Wie aus den Flugmessungen Report 153, Fig. 10 und Report 155, Fig. 6 zu ersehen ist, auch dort die Kurve des Lastvielfachen nahezu parallel der Geschwindigkeitskurve. Der Unterschied ergibt sich zunächst daraus, daß am Anfang und Ende des Schleifenflugs die Winkelgeschwindigkeit nicht vollständig konstant bleibt, wie bei der Berechnung vorausgesetzt wurde. Infolge der großen der Berechnung zugrunde gelegten Winkelgeschwindigkeit $\omega_\xi = 1,5$ ist das errechnete Lastvielfache natürlich erheblich höher als das durch den Meßflug gewonnene. Es können also bei einem Flugzeug, das aus einem Gleit- oder Sturzflug mit großer Winkelgeschwindigkeit hochgerissen wird, erheblich höhere Lastvielfache auftreten, als sie bisher der Berechnung der Flugzeugfestigkeit zugrunde gelegt wurden.

Der zeitliche Verlauf des Ruderausschlags β_H zeigt mit den Messungen (Report 155, Fig. 6) eine recht gute Übereinstimmung, wenn man berücksichtigt, daß der Winkel β_H zur Zeit $t = 0$ infolge der größeren Winkelgeschwindigkeit größer ist, als die Flugmessungen angeben. Die Geschwindigkeit, mit der der Ruderwinkel geändert wird, d. h. die Steigung der Kurve $\beta_H = f(t)$, ist nahezu dieselbe wie bei der Flugmessung. Aus beiden Kurven ist zu ersehen, daß der lineare Ansatz $\beta_H = f(t)$ für den Beginn des Schleifenflugs berechtigt ist. Der Stellerruderausschlag nimmt einen immer größer werdenden negativen Wert an, d. h. erzeugt ein immer größer werdendes negatives, also schwanzlastiges Moment. Für $\omega_\xi = 0,335$ nimmt β_H Werte an, die nicht mehr im Bereich der Wahrscheinlichkeit liegen. Der Ruderwinkel wird aus der dritten Bewegungsgleichung, Gl. (5), berechnet, in der

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{d\gamma}{dt} + \frac{d\alpha}{dt} = \omega_\xi + \frac{d\alpha}{dt} \quad \text{und} \quad \frac{d^2\theta}{dt^2} = \frac{d^2\alpha}{dt^2} \quad (17)$$

auftreten. Der Einfluß der ersten und zweiten Ableitung des Anstellwinkels nach der Zeit ist bei $\omega_\xi = 0,335$ sehr groß. Für sehr hohe Anstellwinkel werden diese Ableitungen, die aus Gleichung (16), S. 64 gewonnen werden, aber recht ungenau, so daß die Kurve $\beta_H = f(t)$ in Abb. 9 im Bereich $t > 2$ s gestrichelt gezeichnet wurde.

¹⁷⁾ In diesen Lagen wird von der Annahme Gl. 15 b also kein Gebrauch gemacht.

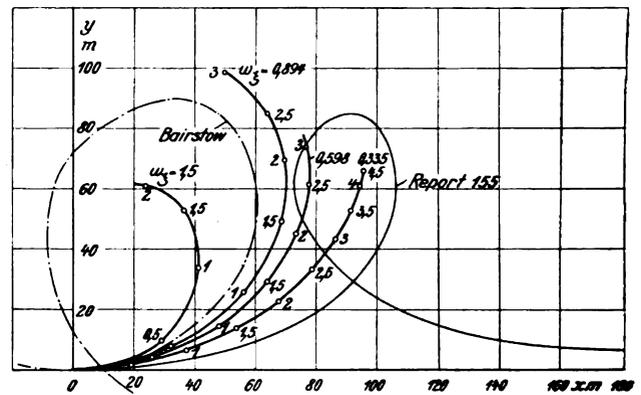


Abb. 11. Flugbahnen des Flugzeugs Curtiss JN 4 H bei verschiedenen Winkelgeschwindigkeiten, hervorgerufen durch verschieden schnelle Betätigung des Höhenruders.

In Abb. 11 ist die Flugbahn des Flugzeugs für $\omega_\xi = 1,5$, $0,894$, $0,598$ und $0,335$ eingezeichnet. Neben die Flugbahnen sind die Zeiten in Sekunden aufgetragen, die das Flugzeug vom Beginn der Zeit $t = 0$ gebraucht, um den betreffenden Punkt zu erreichen.

Hat der Flugzeugschwerpunkt eine Winkelgeschwindigkeit $\omega_\xi = 1,5$, so wird der höchste Punkt der Schleife erreicht.

Bei einer Winkelgeschwindigkeit von $\omega_\xi = 0,894$ erreicht das Flugzeug die Rückenlage. Da die Geschwindigkeit aber nicht genügt, um den höchsten Punkt zu erreichen, wird das Flugzeug auf dem Rücken liegend ins Trudeln kommen, falls der Pilot nicht durch schnellere Betätigung des Höhenruders dem Flugzeug eine größere Winkelgeschwindigkeit erteilt.

Ist die Winkelgeschwindigkeit des Flugzeugs $\omega_\xi = 0,598$, so wird eine Bahnneigung von 90° soeben überschritten. In Wirklichkeit wird die Geschwindigkeit schnell kleiner und zuletzt gleich Null werden. Der Anstellwinkel wird bald kleinere und später negative Werte annehmen (s. Abb. 8). Das Flugzeug rutscht nach hinten ab. Es wird also von rückwärts angeblasen, wobei der Anstellwinkel $\alpha = 180^\circ$ und weniger betragen wird. Das Moment in diesem Anstellwinkelbereich wird wieder kopflastig¹⁸⁾. Das Flugzeug kippt nach vorn und geht in einen normalen Sturzflug über. Diese Bewegung ist eine oft geübte Flugfigur.

Bei $\omega_\xi = 0,335$ häumt sich das Flugzeug nur auf. Es schiebt mit immer größer werdendem Anstellwinkel in Längsrichtung. Sehr schnell ist der Zustand des überzogenen Fluges erreicht, und das Flugzeug wird, wenn der Pilot es nicht durch einen kräftigen Ruderausschlag aus diesem Zustand herausnimmt, ins Trudeln geraten.

Zum Vergleich wurden auch die von Bairstow errechnete Flugbahn, sowie die Bahn des Flugzeugs Curtiss JN 4 H, mit dem der in Report 155, Fig. 6, veröffentlichte Meßflug gemacht wurde, eingezeichnet. Letztere Flugbahn wurde aus der Geschwindigkeit v und dem Bahnneigungswinkel γ nach Gleichung (18), S. 64 durch graphische Integration berechnet. Es ist eine recht gute Übereinstimmung zwischen der Form der in dieser Arbeit errechneten Flugbahnen und der Bairstowschen Berechnung festzustellen. Die Form des Schleifenfluges ist, wie auch durch diese Arbeit gezeigt wird, kein Kreis, sondern ein Oval, dessen große Achse in der ursprünglichen Flugrichtung des Flugzeugs geneigt ist. Je größer die Winkelgeschwindigkeit, desto kleiner ist die Form der Schleife. Die Form des aus dem Meßflug ausgewerteten Überschlags unterscheidet sich erheblich von der in dieser Arbeit und von Bairstow errechneten Form. Der Grund ist folgender. In dieser Arbeit werden nur Flugbewegungen mit konstanter Winkelgeschwindigkeit untersucht, d. h.

¹⁸⁾ Bacon, Preliminary experiments on a JN 4 H Biplane, N. A. C. A., Report 122, Fig. 13, S. 400.

dem Schleifenflug geht ein Gleitflug voran. Bei den Meßflügen wird dagegen das Flugzeug nahezu aus der Horizontalen hochgezogen. Die Winkelgeschwindigkeit ist daher klein, um erst später einen konstanten und größeren Wert zu erreichen. Bei Betrachtung der Flugbahn für $\omega_z = 0,335$ erkennt man, daß bei kleiner Winkelgeschwindigkeit sich die Flugbahn in horizontaler Richtung stark streckt. Aus demselben Grunde ist auch die aus dem Meßflug gewonnene Flugbahn in der Horizontalen lang gestreckt. Aber auch hier ist die Schleife ein Oval, das mit der Form der errechneten Flugbahn gut übereinstimmt. Die Neigung der großen Achse ist jedoch sehr gering. Messungen von aus Gleit- oder Sturzflügen hochgezogenen Schleifenflügen sind nicht vorhanden. Sie würden eine bessere Übereinstimmung mit der errechneten Flugbahn zeigen. Die gedrungene Flugbahn der Bairstowschen Berechnung ist begründet durch den großen Ruderwinkel und die damit verbundene hohe Winkelgeschwindigkeit.

VI. Zusammenfassung.

In vorliegender Arbeit werden aus den bekannten Gleichungen der Längsbewegung eines Flugzeugs durch Einsetzen analytischer Funktionen für die veränderlichen Größen und Elimination der Geschwindigkeit für beschleunigte

Längsbewegungen mit konstanter Winkelgeschwindigkeit des Flugzeugschwerpunktes zwei Gleichungen entwickelt, die die Veränderung des Anstellwinkels als Abhängige der Zeit errechnen lassen. Aus diesen beiden Gleichungen kann die Winkelgeschwindigkeit graphisch bestimmt werden, die der Flugbahntangente erteilt wird durch die verschiedene Betätigung des Höhenruders. Weiter lassen sich die Flugleistungen eines Flugzeugs bei beschleunigter Bewegung ermitteln.

Sodann wird für das Flugzeug Curtis JN 4 H die Änderung des Anstellwinkels, der Geschwindigkeit, der Beschleunigung, des Lastvielfachen und des Höhenruderausfalls bei verschiedenen Winkelgeschwindigkeiten, also Steuerbetätigungen des Führers, berechnet und mit den Ergebnissen amerikanischer Flugmessungen verglichen. Weiter werden auch die Berechnungen, die von Bairstow mit Hilfe seiner für beschleunigte Flugbewegungen entwickelten Rechenmethode ausgeführt wurden, zum Vergleich herangezogen. Mit beiden Vergleichsmöglichkeiten wird befriedigende Übereinstimmung festgestellt. Zum Schluß wird dann noch die Flugbahn für das Curtis-Flugzeug berechnet und ebenfalls mit der von Bairstow berechneten Flugbahn sowie einer Flugbahn verglichen, die sich aus den amerikanischen Flugmessungen ergibt.

Über Zugfelder in ursprünglich gekrümmten, dünnen Blechen bei Beanspruchung durch Schubkräfte.

Von H. Wagner und W. Ballerstedt.

Bericht aus dem Flugtechnischen Institut der Technischen Hochschule Berlin.

Als Schalen gebaute Rumpfe oder Flügel bestehen aus einem Verkleidungsblech und aus Versteifungsprofilen. Die Versteifungsprofile verlaufen teils in Längsrichtung (Längsprofile), teils quer dazu (Querprofile, Ringe).

Das krumme Verkleidungsblech ist meist so dünn, daß es lange vor Erreichen der Bruchlast der Konstruktion ausbeult. Nach dem Ausbeulen bilden sich im Blech schräge Falten. Für die Berechnung der Beanspruchungen von Blech und Versteifungsprofilen ist die Kenntnis der Richtung der Falten bzw. der Zugspannungen (Hauptspannungen) erforderlich. Diese Berechnung und die Berechnung der Beanspruchungen nach dem Ausknicken wird im Folgenden nach Darlegung der gemeinsamen Grundlagen für die beiden Fälle:

1. in Längsrichtung eng versteifter Blechzylinder,
2. in Umfangsrichtung (Querrichtung) eng versteifter Blechzylinder

durchgeführt.

So weit der Bericht in Längsrichtung eng versteifte Bleche betrifft, ist er, von geringfügigen Änderungen abgesehen, eine Wiedergabe des theoretischen Teiles eines Versuchsberichtes, den H. Wagner bei der Firma Rohrbach-Metallflugzeugbau im Jahre 1927 angefertigt hat und dessen Veröffentlichung Herr Dr. Rohrbach s. Z. freundlicherweise gestattete.

Gliederung.

1. Bezeichnungen.
2. Beanspruchung von Blech und Profilen.
3. Faltenrichtung bei in Längsrichtung eng versteiften Blechen.
4. Beispiel.
5. Faltenrichtung bei in Querrichtung eng versteiften Blechen.
6. Zusammenfassung.

1. Bezeichnungen.

- s Blechstärke.
 r Radius des Zylinders.
 x Koordinate in Achsrichtung (Längsrichtung).
 y Koordinate in Umfangsrichtung.
 F_x, F_y Querschnittsfläche eines Längsprofils bzw. Querprofils.
 t_x, t_y Abstand zweier Längsprofile bzw. Querprofile.
 X, Y Druckkraft in einem Längsprofil bzw. Querprofil.
 σ_x, σ_y Spannungen in einem Längsprofil bzw. Querprofil.
 f Durchbiegung eines Längsprofils.

- τ Schubbeanspruchung durch die gegebene äußere Belastung.
 τ_0 Knickschubspannung des Bleches.
 σ Zugspannung im Blech nach Bildung des Zugfeldes.
 α Richtung zwischen Hauptzugspannung σ bzw. Hauptdehnung und x -Achse.
 E Elastizitätsmodul.
 $\epsilon, \epsilon_x, \epsilon_y$ Hauptdehnung und Dehnung in x - und y -Richtung im Zugfeld.
 γ Schiebungswinkel.

Die Literaturhinweise beziehen sich auf die Arbeit H. Wagner, Ebene Blechwandträger mit sehr dünnem Stegblech, Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 20 (1929), Nr. 8 bis 12.

2. Beanspruchung von Blech und Profilen.

Für die Durchführung der Rechnung wird vorausgesetzt, daß die Dimensionierung von Blech und Profilen und die Beanspruchung durch Schub- und Längskräfte im ganzen Bereich gleichmäßig ist.

Bei einer entsprechend konstruierten ebenen Blechwand ist die Knicklast des Bleches gegenüber Schub meist so gering im Vergleich zur zulässigen Beanspruchung im Zugfeld, daß der Einfluß der Drucksteifigkeit des Bleches vernachlässigt werden kann. Bei krummen Blechen ist nun einerseits die Knickspannung meist wesentlich höher, andererseits kann man nach dem Ausknicken keine so hohen Spannungen zulassen, da sonst die Faltenbildung im krummen Blech zu bleibenden Deformationen führen würde. Man muß also bei Betrachtung der Zugdiagonalfelder krummer Bleche auf die Knicksteifigkeit des Bleches Rücksicht nehmen.

Den folgenden Betrachtungen liegt nun die Vorstellung zugrunde, daß das Blech auch nach dem Ausknicken den der Knickschubspannung τ_0 entsprechenden Anteil der Gesamtbeanspruchung τ weiterhin auf Schub überträgt und nur den über die Knicklast hinausgehenden Anteil $\tau - \tau_0$ auf Zug. Daraus folgt, daß die Versteifungsprofile, die ja vor dem Ausknicken nicht beansprucht werden, nur durch den Überschub $\tau - \tau_0$ Beanspruchungen erfahren.

In Abb. 1 ist ein Stück der Schale dargestellt. Aus dem Gleichgewicht der Kräfte im Schnitt AA in y -Richtung

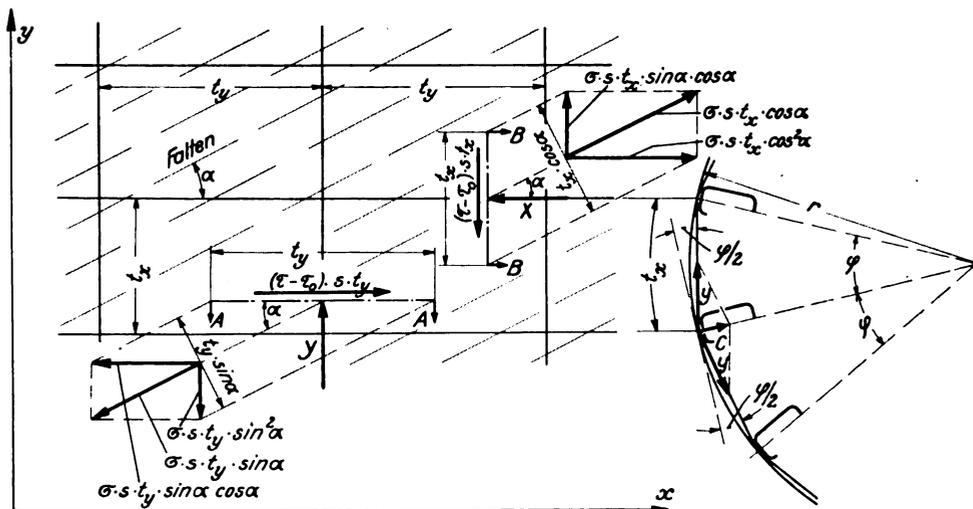


Abb. 1. Gleichgewicht im krummen Zugfeld.

und im Schnitt BB in x -Richtung ergeben sich aus dem Anteil $\tau - \tau_0$ die Kräfte (Druckkräfte) in den Profilen¹⁾

$$X = -(\tau - \tau_0) \cdot s \cdot t_x \cdot \cotg \alpha \dots (1a)$$

$$Y = -(\tau - \tau_0) \cdot s \cdot t_y \cdot \tg \alpha \dots (1b)$$

Damit werden die Spannungen in Längs- und Querprofilen

$$\sigma_x = -\zeta \cdot \tau \cdot \cotg \alpha \dots (2a)$$

$$\sigma_y = -\eta \cdot \tau \cdot \tg \alpha \dots (2b)$$

wobei der Kürze halber

$$\zeta = \frac{\tau - \tau_0}{\tau} \cdot \frac{s \cdot t_x}{F_x} \dots (3a)$$

$$\eta = \frac{\tau - \tau_0}{\tau} \cdot \frac{s \cdot t_y}{F_y} \dots (3b)$$

gesetzt sei.

Die Beanspruchung des Bleches ergibt sich unter obigen Voraussetzungen als resultierende Spannung aus der Knickspannung τ_0 und einer Zugspannung $\frac{\tau - \tau_0}{\sin \alpha \cos \alpha}$.

Die für die Dimensionierung des Bleches maßgebende Zugbeanspruchung werde jedoch einfach angegeben zu

$$\sigma = \frac{\tau}{\sin \alpha \cdot \cos \alpha} \dots (4)$$

und dementsprechend die Hauptdehnung des Bleches zu

$$\epsilon = \frac{\tau}{E \cdot \sin \alpha \cdot \cos \alpha} \dots (5)$$

Die in dieser Vereinfachung enthaltene geringe Ungenauigkeit liegt wohl innerhalb des Genauigkeitsgrades der Annahme, daß die nach dem Ausknicken auf Schub übertragene Spannung die Größe τ_0 besitzt.

3. Faltenrichtung bei in Längsrichtung eng versteiften Blechen.

Für die weitere Betrachtung wird vorausgesetzt, daß der Abstand der Querprofile (Ringe) größer ist als der der Längsprofile, zumindest etwa doppelt so groß. Der Abstand der Längsprofile wird als klein gegenüber dem Radius vorausgesetzt; z. B. $t_x < \frac{1}{3} r$.

Um die Faltenrichtung im Zugfeld zu berechnen, werden zuerst die Dehnungen ϵ_x und ϵ_y des Blechfeldes in x - und y -Richtung betrachtet. Die Dehnung ϵ_x ist durch die Kraft im Längsprofil gegeben:

$$\epsilon_x = \frac{\sigma_x}{E} = -\frac{\tau}{E} \cdot \zeta \cdot \cotg \alpha \dots (6)$$

Zwecks Bestimmung der Dehnung ϵ_y des Blechfeldes in y -Richtung betrachte man Abb. 2. Wirkt auf das ursprünglich spannungslose krumme Blech eine Schubkraft, so spannt sich das Blech unter Bildung von Zugfalten gerade. Die kleine Strecke $-t_x \cdot \epsilon_y$, um welche die gerade Verbindung der beiden Punkte O' und U' nach der Belastung kürzer ist als die gekrümmte Verbindung der Punkte O und U vor der Belastung wird nun berechnet. Die Kürzung durch die Geradestreckung allein beträgt ($\varphi = \frac{t_x}{r}$)

$$r \cdot \varphi - 2r \sin \frac{\varphi}{2} = r \frac{\varphi^3}{24} = \frac{1}{24} \frac{t_x^3}{r^2}$$

Ferner nähern sich die beiden Längsprofile O und U infolge der Druckspannung σ_y in den Querstäben um das Maß

$$-\frac{\sigma_y}{E} \cdot t_x$$

Die gesuchte Verkürzung der Verbindungslinie von $O'U'$ auf $O'U'$ ist also

$$-t_x \cdot \epsilon_y = +\frac{1}{24} \frac{t_x^3}{r^2} - \frac{\sigma_y}{E} \cdot t_x$$

Die Dehnung in Querrichtung, ϵ_y , ist folglich (vgl. Gl. (2b))

$$\epsilon_y = -\frac{1}{24} \frac{t_x^3}{r^2} - \frac{\tau}{E} \cdot \eta \cdot \tg \alpha \dots (7)$$

Da nach Gl. (5) auch die Dehnung ϵ des Bleches selbst bekannt ist, kennt man vom Zugfeld die drei Bestimmungs-

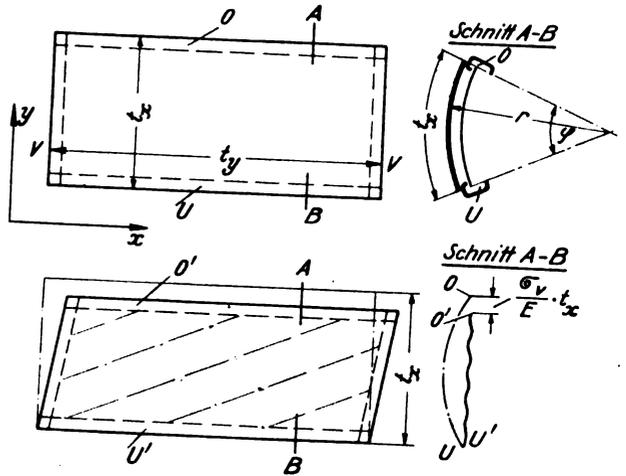


Abb. 2. Das Zugfeld in einem krummen Schalenstück ist dem Zugfeld in einem ebenen Zugfeld vergleichbar, bei dem eine zusätzliche Annäherung der beiden Gurte stattfindet.

größen ϵ , ϵ_y , ϵ_x . Durch drei Bestimmungsgrößen ist aber ein ebener Dehnungszustand, also auch der Dehnungszustand des Zugfeldes und folglich auch der Richtungswinkel α der Hauptdehnung ϵ , bzw. der Falten eindeutig festgelegt²⁾

$$\tg^2 \alpha = \frac{\epsilon - \epsilon_x}{\epsilon - \epsilon_y} \dots (8)$$

ϵ , ϵ_x , ϵ_y sind nach Gl. (5), (6) und (7) selbst wieder von α abhängig. Das Einsetzen der Dehnungen entsprechend diesen drei Gleichungen gibt schließlich die Beziehung

$$\frac{t_x}{r} \cdot \sqrt{\frac{E}{\tau}} = \sqrt{24 \cdot \tg \alpha \left(\frac{\cos 2\alpha}{\sin^4 \alpha} + \zeta \cdot \cotg^4 \alpha - \eta \right)} \dots (9)$$

Diese Gleichung ist nach $\frac{t_x}{r}$ aufgelöst, da eine Auflösung nach α nicht explicit möglich ist. Die Handhabung dieser Gleichung wird weiter unten besprochen.

Zuerst werde die Dehnung ϵ_y noch durch eine Korrektur ergänzt. Bei Aufstellung der Gleichung für ϵ_y wurde die Geradestreckung des Bleches und die Annäherung der Längsprofile berücksichtigt. Durch die Umlenkung des Hautzuges werden die Längsprofile mit einer zur Zylinderachse gerichteten Kraft

$$s \cdot t_y (\tau - \tau_0) \cdot \frac{t_x}{r} \cdot \tg \alpha,$$

die auf der Länge t_y des Profils angenähert gleichmäßig verteilt ist, belastet und um ein leicht berechenbares Maß f nach innen gebogen. Diese Durchbiegung f ändert nun auch die Dehnung ϵ_y um einen Betrag ϵ_f ; also (vgl. Gl. (7))

$$\epsilon_y = -\frac{1}{24} \frac{t_x^3}{r^2} + \frac{\sigma_y}{E} + \epsilon_f \dots (10)$$

Biegen sich z. B. mehrere benachbarte Längsprofile um das gleiche Maß f durch (vgl. Abb. 3), so hat, wie sich leicht ausrechnen läßt, ϵ_f den Wert $\frac{f}{r}$; da aber die Durchbiegung

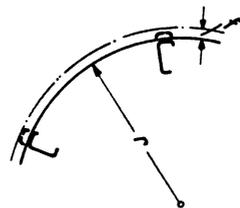


Abb. 3. Einfluß der Durchbiegung der Längsprofile auf den Dehnungszustand des Zugfeldes.

¹⁾ Vgl. Gl. (10) der vorn angeführten Arbeit.

²⁾ Vgl. Gl. (5a) der vorn angeführten Arbeit.

der Längsprofile an den Verbindungsstellen mit den Querprofilen Null ist, wird man näherungsweise

$$\varepsilon_f = -\frac{1}{2} \frac{f}{r} \dots \dots \dots (11)$$

setzen können. Wird nun ε_y nach Gl. (10) statt nach Gl. (7) in Gl. (8) eingesetzt, so ergibt sich

$$\frac{t_x}{r} \sqrt{\frac{E}{\tau}} \cdot \sqrt{1 + \frac{12f \cdot r}{t_x^2}} = \sqrt{24 \cdot \operatorname{tg} \alpha \left(\frac{\cos 2\alpha}{\sin^4 \alpha} + a \right)} \quad (12)$$

wobei

$$a = \zeta \cdot \operatorname{cotg}^4 \alpha - \eta \quad \dots \dots \dots (13a)$$

oder

$$a = \frac{\sigma_x}{\tau} \operatorname{cotg}^3 \alpha - \eta \quad \dots \dots \dots (13b)$$

Es wird nunmehr die Handhabung der Gleichungen 9—13 besprochen. Zur Durchführung der Rechnung ist in jedem Fall nur eine der beiden Gl. (13) heranzuziehen. Treten neben den Schubkräften (Torsionsmoment) keine äußeren Längskräfte auf, so wird zweckmäßigerweise mit Gl. (13a) gearbeitet. Gl. (13b) kommt dann zur Anwendung, wenn die zulässige Druckspannung σ_x der Längsprofile von vornherein gegeben ist, also vor allem dann, wenn die Schale für gleichzeitige Wirkung von Querkraften und Längskräften zu dimensionieren ist. Werden die Längsprofile zugleich auch gebogen, so bedeutet σ_x die Spannung der an der Blechhaut liegenden Faser des Längsprofiles, und zwar die in Längsrichtung gemittelte Spannung dieser Faser.

Bei einer Konstruktion wird von vornherein $\frac{t_x}{r}$ gewählt sein, ferner wird die Belastung τ bekannt sein. Die Durchbiegung f der Längsprofile, die meist geringen Einfluß hat, kann man fürs erste schätzen (z. B. $f = 0,3$ cm) oder gleich Null setzen. Somit ist die linke Seite von Gl. (12) bekannt. Man nimmt nun für a willkürlich einige Werte an (z. B. 10, 20, 30) und entnimmt aus dem der Gl. (12) entsprechenden Schaubild Abb. 4 für diese Werte von a und entsprechend der bekannten Koordinate (linke Seite von Gl. (12)) auf der Abszissenachse die zugehörigen Werte von $\operatorname{cotg} \alpha$. Andererseits berechnet man $\operatorname{cotg} \alpha$ entsprechend den ge-

wählten Werten von a aus Gl. (13a) bzw. (13b), also aus einer der beiden Gleichungen

$$\operatorname{cotg} \alpha = \sqrt[4]{\frac{a + \eta}{\zeta}} = \sqrt[4]{\frac{F_x}{s \cdot t_x} \cdot \left(\frac{\tau}{\tau - \tau_0} \cdot a + \frac{s \cdot t_y}{F_y} \right)} \quad (14a)$$

oder

$$\operatorname{cotg} \alpha = \sqrt[3]{\frac{\tau}{\sigma_x} (a + \eta)} = \sqrt[3]{\frac{\tau}{\sigma_x} \left(a + \frac{s \cdot t_y}{F_y} \cdot \frac{\tau - \tau_0}{\tau} \right)} \quad (14b)$$

Das Aufzeichnen der beiden verschiedenen sich einmal aus Abb. 4, das andere Mal aus einer der beiden Gl. (14) ergebenden Werte von $\operatorname{cotg} \alpha$ über a ergibt einen Schnittpunkt, der den richtigen Wert von $\operatorname{cotg} \alpha$ angibt.

Schließlich sei noch der Schiebungswinkel angegeben²⁾:
 $\gamma = 2 \operatorname{cotg} \alpha (\varepsilon - \varepsilon_x) \dots \dots \dots (15)$

4. Beispiel.

Es sei gegeben (kg, cm):

$\tau = 400$	$E = 700\,000$
$s = 0,06$	$r = 50$
$t_x = 18$	$F_x = 1$
$t_y = 40$	$F_y = 1,2$

Ferner werde die Durchbiegung der Längsprofile geschätzt zu $f = 0,4$.

Zunächst wird die Knick-Schubspannung berechnet,

$$\tau_0 = 0,1 E \cdot \frac{s}{r} + 5,3 \left(\frac{s}{t} \right)^2 E = 125 \frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$$

Mit diesen Werten gibt die linke Seite von Gl. (12) den Wert 19,9.

Jetzt wähle man für a z. B. die drei Werte

10, 15, 20

und entnimmt dann für diese Werte von a einmal aus Schaubild Abb. 4 bei einer Ordinate von 19,9 auf der Abszisse die drei Werte

$$\operatorname{cotg} \alpha = 2,3; 2,1; 1,8.$$

Da äußere Längskräfte bei diesem Beispiel nicht auftreten sollen, berechnet man ferner aus Gl. (14a) entsprechend den drei gewählten Werten von a

²⁾ Vgl. Gl. (6) der vorn angeführten Arbeit.

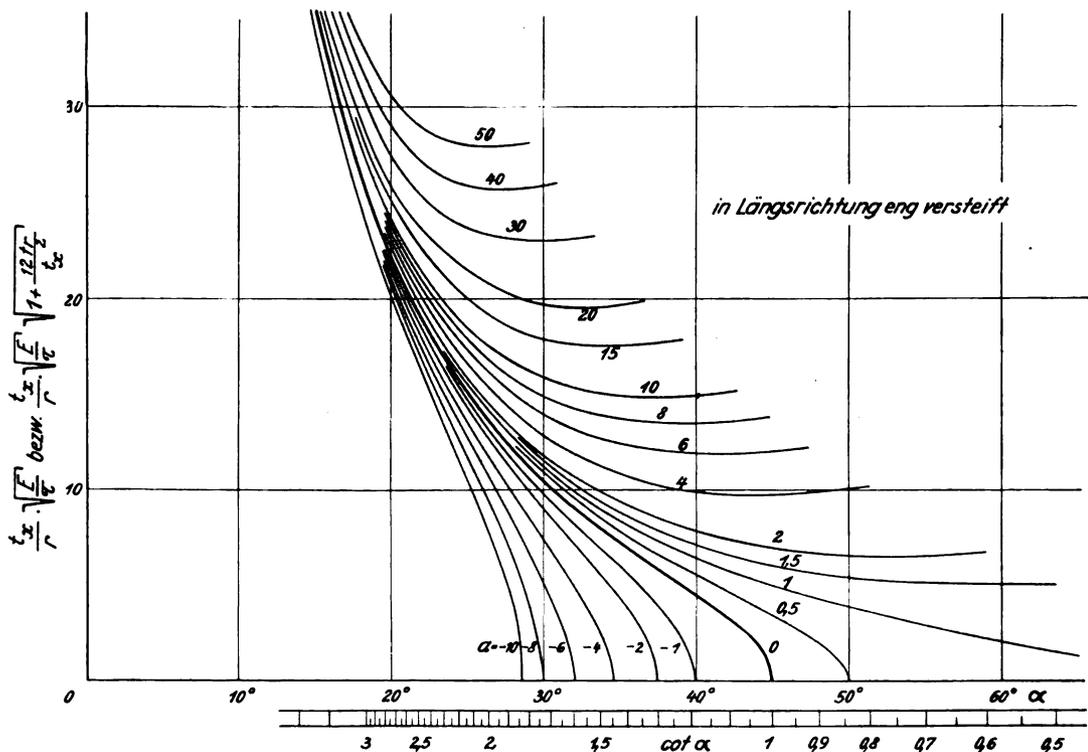


Abb. 4. In Längsrichtung eng versteifter Blechzylinder: Zusammenhang zwischen Abstand und Dimensionierung der Versteifungsprofile, Schubbelastung τ und Faltenrichtung.

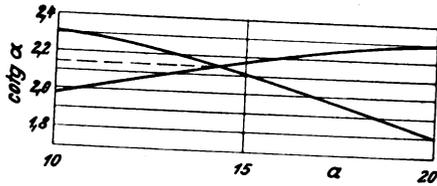


Abb. 5. Beispiel für die Ermittlung der Faltenrichtung.

$$\cotg \alpha = 1,98; 2,17; 2,30.$$

Nun trägt man in einem Diagramm die beiden Kurven $\cotg \alpha$ über α auf (Abb. 5) und erkennt, daß bei $\cotg \alpha = 2,14$ Übereinstimmung beider Werte besteht. Es ist also $\cotg \alpha = 2,14$, $\alpha = 25,1^\circ$.

5. Faltenrichtung bei in Querrichtung eng versteiften Blechen.

Für das Weitere wird vorausgesetzt, daß der Abstand der Querprofile (Ringe) kleiner sei als der Abstand der Längsprofile, höchstens etwa halb so groß. Der Abstand der Querprofile sei ferner klein gegenüber dem Radius des Zylinders, z. B. $t_y \leq \frac{1}{3} r$. Abb. 6 zeigt ein solches in einem Versuch erhaltenes Zugfeld.

Bei Betrachtung des Dehnungszustandes geht man am besten davon aus, daß Hauptspannung σ bzw. Hauptdehnung ϵ im ganzen Bereich des Zugfeldes konstant sind und überall die gleiche Richtung (Richtungswinkel α) besitzen. Ferner kann die Dehnung ϵ_y in y -Richtung (Umfangsrichtung) an jeder Stelle des Zugfeldes leicht angegeben werden:

In Abb. 7 ist ein zwischen zwei Querprofilen (Ring) liegender Blechzylinder in Aufriß und Grundriß dargestellt. Infolge der Geradestreckung der Blechfasern erscheint jede Faser im Grundriß als Sehne des Basiskreises. Die Pfeilhöhe p des Segmentes ist

$$p = \frac{t_y^2}{8r} \cdot \text{tg}^2 \alpha \dots \dots \dots (16)$$

Diese Pfeilhöhe stellt (vgl. Aufriß) die Einschnürung des Blechzylinders in der Mitte zwischen den Ringen (Querprofilen) dar. Da der Umfang eines Kreises dem Radius proportional ist, besitzt die durch die Einschnürung bedingte »Dehnung« des Blechfeldes in Umfangsrichtung in der Mitte zwischen den Ringen die Größe

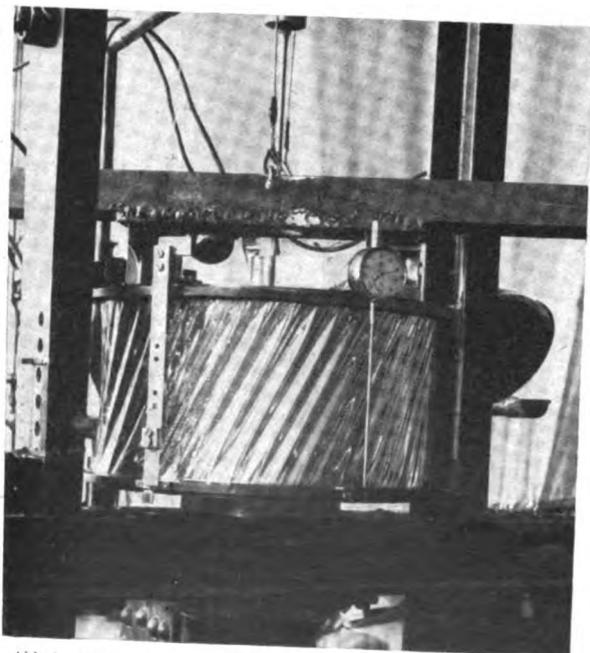


Abb. 6. Faltenbildung bei einem auf Schub beanspruchten Blechzylinder; Versuch.

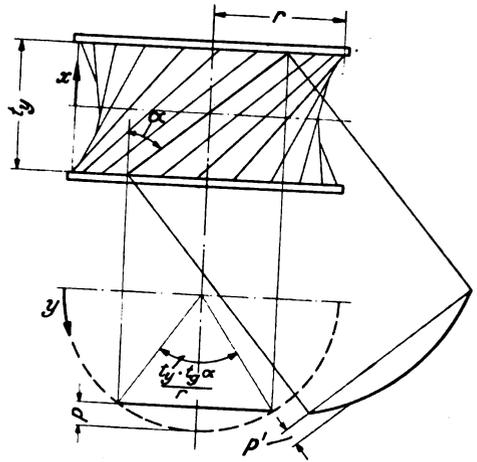


Abb. 7. In Umfangsrichtung eng versteiftes Zugfeld; Einfluß der Geradestreckung der Blechfasern auf den Dehnungszustand der Zugfeld-Elemente.

$$\epsilon_k = -\frac{p}{r} \dots \dots \dots (17)$$

Infolge der Geradestreckung der Blechfasern liegt das Zugfeld auf einem Rotationshyperboloid. Die Einschnürung und die Dehnung in y -Richtung sind folglich an verschiedenen Stellen x der Höhe verschieden groß. Alle über x veränderlichen Größen seien mit einem ' bezeichnet, also z. B. p' , ϵ_k' . Die Kontur des Rotationshyperboloids stellt sich bei dem Genauigkeitsgrad unserer Betrachtung als Parabel dar. p' und ϵ_k' verlaufen also über die Höhe des Zylinders parabelförmig.

$$\frac{p'}{p} = \frac{\epsilon_k'}{\epsilon_k} = 1 - \left(\frac{x}{\frac{1}{2} t_y}\right)^2 \dots \dots \dots (18)$$

Die gesamte, wohl immer negative Dehnung ϵ_y' in Umfangsrichtung ist nun die Summe von ϵ_k' und der Dehnung $\frac{\sigma_y}{E}$ der Querprofile (Ringe) also

$$\epsilon_y' = \epsilon_k' + \frac{\sigma_y}{E} \dots \dots \dots (19)$$

Nun sind aber an jeder Stelle des Blechfeldes drei das Dehnungsfeld bestimmende Größen, nämlich ϵ , α und ϵ_y' bekannt. Dadurch ist der Dehnungszustand, der an jeder Stelle senkrecht zur Oberfläche des Rotationshyperboloids zu betrachten ist, an jeder Stelle eindeutig festgelegt. Alle anderen Größen des Dehnungsfeldes können durch die drei bekannten ausgedrückt werden:

$$\gamma' = 2 \text{tg} \alpha (\epsilon - \epsilon_y') \dots \dots \dots (20)$$

$$\epsilon_x' = \epsilon (1 - \text{tg}^2 \alpha) + \epsilon_y' \cdot \text{tg}^2 \alpha \dots \dots \dots (21)$$

Da ϵ_y' längs der Höhe des Blechzylinders veränderlich ist, sind auch diese beiden Dehnungsgrößen veränderlich. Nun werde die gesamte Verschiebung in Umfangsrichtung des oberen Ringes gegenüber dem unteren mit $\gamma \cdot t_y$, die Änderung des Abstandes der beiden Ringe mit $\epsilon_x \cdot t_y$ bezeichnet. Um diese Größen zu erhalten, werden γ' und ϵ_x' über die Länge t_y des Zylinders (über x) integriert. Man erhält für den Schiebungswinkel

$$\gamma = 2 \text{tg} \alpha \left(\epsilon - \frac{\sigma_y}{E} - \frac{2}{3} \epsilon_k \right) \dots \dots \dots (22)$$

Bei Berechnung der Änderung $\epsilon_x \cdot t_y$ des Abstandes der beiden Ringe muß außer den Dehnungen ϵ_x' noch beachtet werden, daß die Flächenelemente des Zugfeldes, die ja auf dem Rotationshyperboloid liegen, gegenüber der Achse des Zylinders um $\frac{d p'}{a x}$ geneigt sind, daß also der Abstand der beiden Ringe geringer ist als die Länge des (angenähert parabelförmigen) Meridians der Fläche des Zugfeldes.

¹⁾ Vgl. Gl. (6), (5a) der vorn angeführten Arbeit.

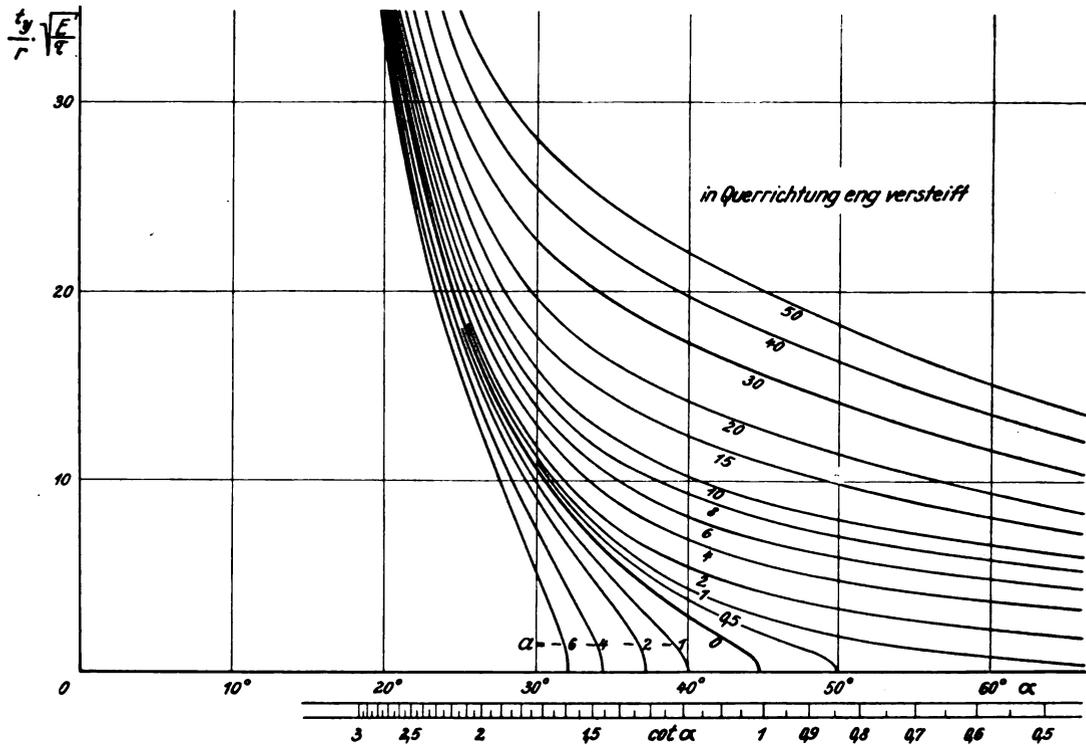


Abb. 8. In Umfangsrichtung eng versteifter Blechzylinder: Zusammenhang zwischen Abstand und Dimensionierung der Versteifungsprofile, Schubbelastung τ und Faltenrichtung.

$$\epsilon_x \cdot t_y = \int_{-\frac{t_y}{2}}^{+\frac{t_y}{2}} \left[\epsilon_x' - \frac{1}{2} \left(\frac{d p'}{d x} \right)^2 \right] d x.$$

Die Integration wird bei Beachtung von Gl. (21) und Gl. (16), (17), (18) und (19) durchgeführt und gibt schließlich die spezifische Annäherung ϵ_x der beiden Ringe

$$\epsilon_x = \epsilon (1 - \text{tg}^2 \alpha) + \text{tg}^2 \alpha \left(\frac{\sigma_y}{E} + \epsilon_k \right) \dots (23)$$

oder in anderer Form

$$\text{tg}^2 \alpha = \frac{\epsilon - \epsilon_x}{\epsilon - \left(\frac{\sigma_y}{E} + \epsilon_k \right)} \dots (24)$$

Nun werde die Faltenrichtung bei gegebener Dimensionierung von Blech und Versteifungsprofilen berechnet. In Gl. (24) werden für ϵ , ϵ_x , σ_y und ϵ_k die in den Gleichungen (5)

(23), (2b) und (17) angegebenen Werte eingesetzt. Man erhält

$$\frac{t_y}{r} \sqrt{\frac{E}{\tau}} = \sqrt{8 \cdot \text{cotg} \alpha \left(\frac{\cos 2 \alpha}{\sin^4 \alpha} + a \right)} \dots (25)$$

wobei a die durch Gl. (13a) bzw. Gl. (13b) angegebene Bedeutung hat. Das Schaubild Abb. 8 ist entsprechend Gl. (25) entworfen.

Die Handhabung dieser Gleichungen ist genau die gleiche wie bei den in Längsrichtung eng versteiften Profilen.

6. Zusammenfassung.

Ein krummwandiger Blechzylinder, bestehend aus einem dünnen Verkleidungsblech und Versteifungsprofilen, knicke infolge äußerer Verdrehbeanspruchung des Bleches aus. Es wird die Faltenrichtung im Zugfeld für gegebene Dimensionierung von Blech und Versteifungsprofilen berechnet. Das Ergebnis wird in Schaubildern dargestellt. Ferner werden die Beanspruchungen von Blech und Profilen angegeben.

Gesamtdruckgerät mit großer Unempfindlichkeit gegen Schräganströmung.

Von G. Kiel.

Bericht 35/03 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, e. V., Berlin-Adlershof.

Für genaue Flugmessungen bestand das Bedürfnis nach einem Gesamtdruckgerät mit großer Unempfindlichkeit gegen Schräganströmung. Da die vorhandenen Geräte den Anforderungen nicht genügten, wurde ein Gesamtdruckgerät entwickelt, das in allen Fällen bis zu einer Schräganströmung von 40° , bei großen Reynoldsschen Zahlen sogar bis 43° den ungestörten Gesamtdruck liefert.

Gliederung.

- I. Anlaß zur Entwicklung des Gesamtdruckgeräts.
- II. Physikalische Grundlagen.
- III. Gesamtdruckfehlanzeige längs der Achse einiger rotations-symmetrischer Hohlkörper bei Schräganströmung.
- IV. Endgültige Form des Gesamtdruckgeräts, seine Prüfung im Windkanal und Erprobung im Flug.
- V. Zusammenfassung.

I. Anlaß zur Entwicklung des Gesamtdruckgeräts.

Zur Bestimmung des Flugstaudrucks wird bei Flugmessungen vielfach ein flugzeugfestes Staugerät im Vierecksflug geeicht. Diese Eichungen erweisen sich zuweilen als nicht vollkommen einwandfrei. Bei Änderung des Fortschrittsgrades der Luftschraube nimmt auch die Auftriebs- bzw. Geschwindigkeitsverteilung eine andere Form an. Verwendet man nun Eichkurven, die aus waagerechten Vierecksflügen (Schub = Widerstand) erhalten wurden, bei der Auswertung von Messungen im Steig- oder Leerlauf, so können sich erhebliche Fehler ergeben. Diese Fehler werden nur dann vermieden, wenn das flugzeugfeste Staugerät auch im Steig- bzw. Leerlauf einwandfrei geeicht wird. Die Eichung gelingt in allen Fällen (sowohl im Waagrechtflug als auch im Steig- oder Leerlauf), wenn die Messung des Flugstaudrucks so erfolgt, daß der Gesamtdruck einem am Flügel angebrachten Gesamtdruckgerät und der statische Druck einer unter dem Flugzeug in der ungestörten Strömung nachgeschleppten statischen Drucksonde entnommen wird.

Die Voraussetzung für die einwandfreie Messung des Flugstaudrucks ist die genaue Erfassung sowohl des Gesamtdrucks als auch des statischen Druckes. Da aber nun am Anbringungsort des Gesamtdruckgeräts erhebliche Änderungen in der Anströmungsrichtung auftreten können, setzt das erwähnte Meßverfahren ein Gesamtdruckgerät voraus, das selbst bei großer Schräganströmung den Gesamtdruck noch richtig wiedergibt. Die bekannten Gesamtdruckgeräte werden nicht allen praktisch auftretenden Forderungen gerecht. Es bestand deshalb das Bedürfnis nach einem Gesamtdruckgerät von großer Unempfindlichkeit gegen Schräganströmung.

II. Physikalische Grundlagen.

Die Unempfindlichkeit der Gesamtdruckanzeige gegen Schräganströmung kann auf verschiedene Art erreicht werden. Man kann beispielsweise ein in Strömungsrichtung sich frei einstellendes Gerät verwenden. Derartige Geräte sind aber bei Flugmessungen wegen ihrer Größe oft unhandlich; außerdem geben die Bewegungsteile oft zu Störungen Anlaß. Bei dem im folgenden beschrittenen Weg wurden deshalb mechanisch bewegliche Teile vermieden.

Wird ein sich in strömender Flüssigkeit befindlicher rotationssymmetrischer Zylinder von entsprechender Länge schräg zu seiner Achse angeströmt, so wird in seinem Innern die Strömung je nach dem Grad der Schräganströmung in einem mehr oder minder großen Bereich in die Achsenrichtung des Zylinders umgelenkt. Zur Veranschaulichung der Verhältnisse sind in Abb. 1 Strömungsaufnahmen von einem einfachen Zylinder und in Abb. 2 von einem dem Venturirohr ähnlichen Zylinder wiedergegeben. Um die Strömung im Innern der Körper beobachten zu können, wurden sie aus Glas hergestellt. Die Glaskörper wurden in eine Wasserströmung gebracht, die mit winzigen Silberkristallen¹⁾ versetzt war. Unter Verwendung einer schmalen Spaltblende wurde eine Lichtebene durch die strömende Flüssigkeit und das Innere des Körpers gelegt, so daß die Durchleuchtung eine schmale Flüssigkeitsschicht sichtbar machte. Auf diese Weise war es möglich, die Stromlinien in der Schnittebene zu beobachten bzw. zu photographieren. Der Strömungsverlauf wurde bei verschiedenen Schräganströmungen aufgenommen. Der Winkel σ zwischen ungestörter Strömungsrichtung und Symmetrieachse der Hohlkörper ist bei den einzelnen Bildern angegeben. Die Strömungsgeschwindigkeit des Wassers betrug 0,15 bis 0,2 m/s. Die in den Abb. 1 und 2 wiedergegebenen Strömungsbilder zeigen deutlich, wie die Strömung bis zu verhältnismäßig großen Schräganströmungen in die Achsenrichtung umgelenkt wird. Wie Abb. 2 lehrt, schneidet der düsenförmige Zylinder besonders gut ab. Die Umlenkung der Strömung in die Achsenrichtung tritt hier bis zu recht beachtlichen Schräganströmungen auf.

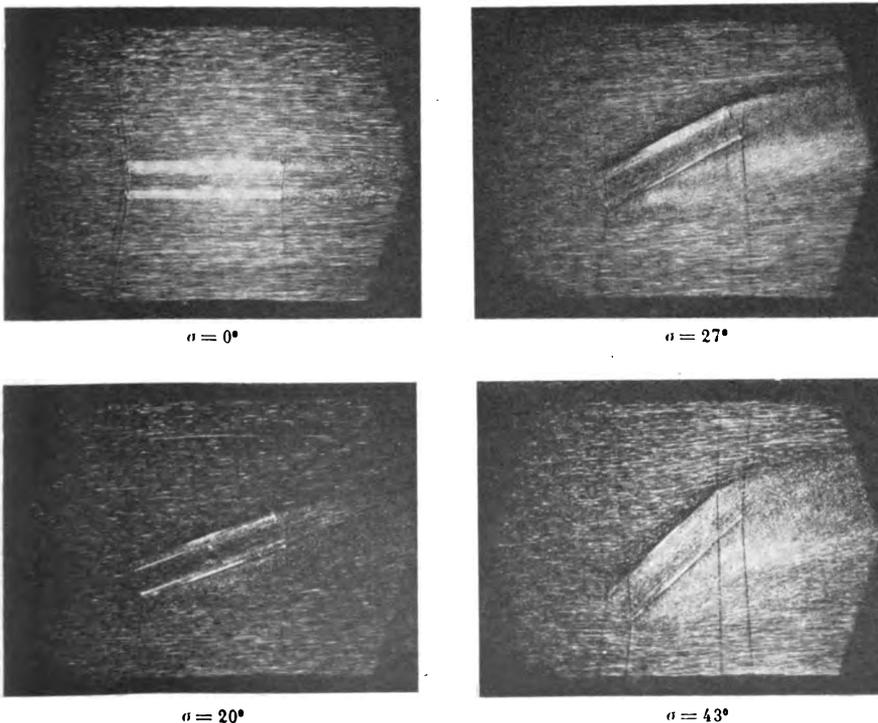


Abb. 1. Strömungsaufnahmen von einem Zylinder bei verschiedener Schräganströmung σ .

¹⁾ Vgl. Ulrich Schmieschek, Sichtbarmachung von Strömungen im Innern einer Flüssigkeit, 358. Bericht der DVL, Z. techn. Physik, Jg. 14 (1933) Nr. 12, S. 566-567.

Nach dem Bernoullischen Gesetz ist nun in der verlust- oder wirbelfreien Strömung längs einer Stromlinie der Gesamtdruck konstant. Wird der Gesamtdruck mittels eines Pitotrohrs im Innern des Zylinders bzw. der Düse im Bereich der verlustfreien Strömung an einer Stelle entnommen, an der diese wenigstens angenähert in Achsenrichtung verläuft, so muß man selbst bis zu großen Schräganströmungen noch den ungefälschten Gesamtdruck erhalten²⁾.

III. Gesamtdruck-Fehlanzeige längs der Achse einiger rotationssymmetrischer Hohlkörper bei Schräganströmung.

- Die vorliegende Aufgabe bestand nun darin:
1. eine geeignete Form des die Strömung umlenkenden rotationssymmetrischen Hohlkörpers zu finden und
 2. die günstigste Entnahmestelle im Innern des Hohlkörpers festzustellen.

Es wurden deshalb verschiedene Hohlkörperformen auf ihre Eignung hin untersucht. Die Form und die Hauptabmessungen gehen aus Abb. 3 hervor. Die Untersuchung wurde im kleinen Windkanal der DVL durchgeführt. Die Versuchsdurchführung ist in Abb. 4 schematisch dargestellt. Bei verschiedenen Schrägstellungen σ der Hohlkörper gegenüber der Anströmrichtung wurde die Gesamtdruckdifferenz $p_g - p_{g0}$ längs der Achse gemessen. Hierbei ist p_g der angezeigte Gesamtdruck und p_{g0} der wirkliche Gesamtdruck der Strömung. Die Messungen wurden so durchgeführt, daß bei jeweils konstantem σ der Abstand a der Druckentnahme vom Eintrittsquerschnitt geändert wurde. Der wirkliche Gesamtdruck an der Stelle des Versuchsgäräts wurde durch genaue Eichung festgestellt. Die Versuche wurden bei einem Staudruck von $q = 100 \text{ kg/m}^2$ durchgeführt, nur das fertige Gerät wurde zwecks Feststellung etwaiger Kennwert-einflüsse bei verschiedenen Staudrücken untersucht. Zur Druckmessung wurde ein Mikromanometer mit einer Anzeige-Genauigkeit von $\frac{1}{10}$ bis $\frac{1}{20} \text{ kg/m}^2$ benutzt³⁾. Legt man eine Genauigkeit des Mikromanometers von $\frac{1}{10} \text{ kg/m}^2$ zugrunde und nimmt weiterhin an, daß der Gesamtdruck vom Pitotrohr nur mit einer Genauigkeit von 1 vT erfaßt wird, so ergibt sich bei einem Staudruck von 100 kg/m^2 für

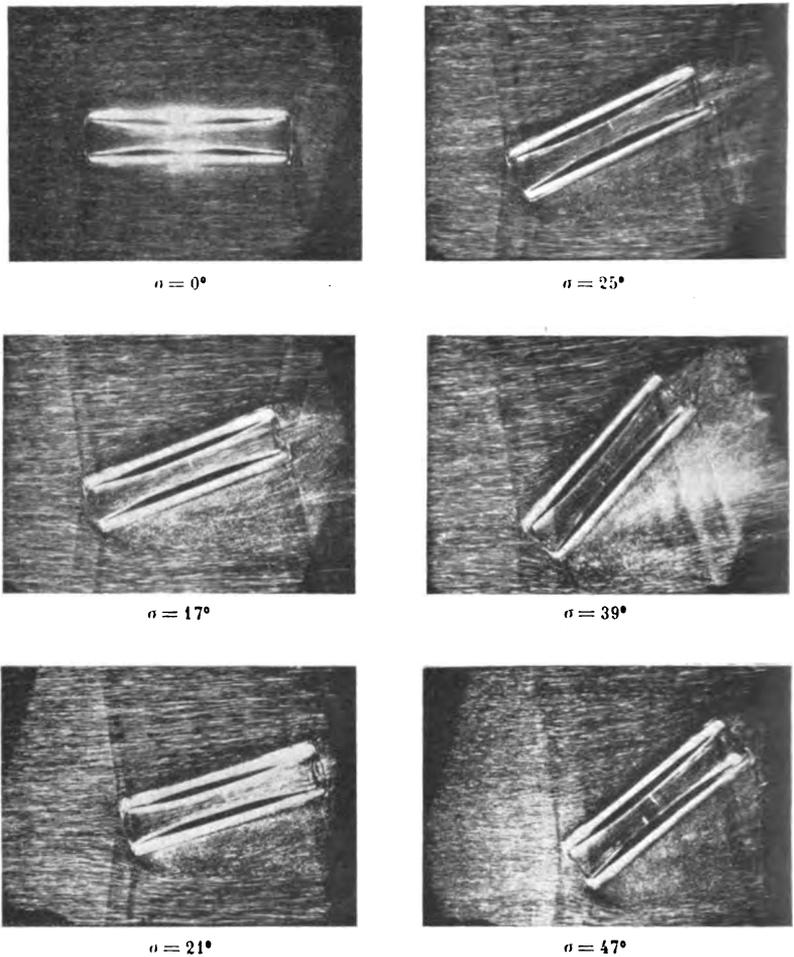


Abb. 2. Strömungsaufnahmen von einem Venturirohr bei verschiedener Schräganströmung σ .

die durchgeführten Versuche eine Meßgenauigkeit von ungefähr 2 vT.

Das Ergebnis der Messungen ist in den Abb. 5 bis 7 wiedergegeben. Für die einzelnen Formen ist bei verschiedenen Schrägströmungen σ die Gesamtdruckfehlanzeige in vH des Staudrucks $\left(100 \frac{p_g - p_{g0}}{q}\right)$ als Funktion des Abstandes a vom Eintrittsquerschnitt dargestellt. Der Abstand a vom Eintrittsquerschnitt ist hierbei in Durchmessern des Eintrittsquerschnitts D , also durch das Verhältnis $\frac{a}{D}$ ausgedrückt. Das Ergebnis der Messungen zeigt, daß bei allen untersuchten Hohlkörperformen die Kurven $100 \frac{p_g - p_{g0}}{q} = f\left(\frac{a}{D}\right)$ bei allen Schräganströmungen in ungefähr dem

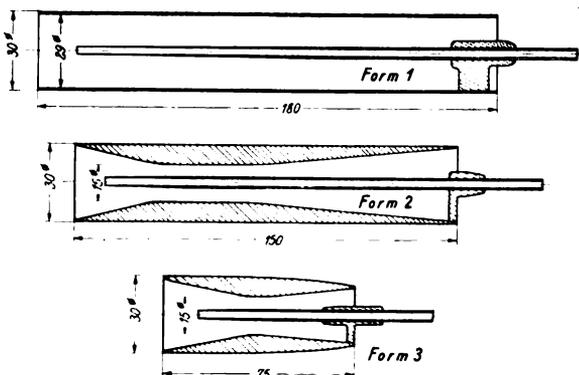


Abb. 3. Die untersuchten Hohlkörperformen.

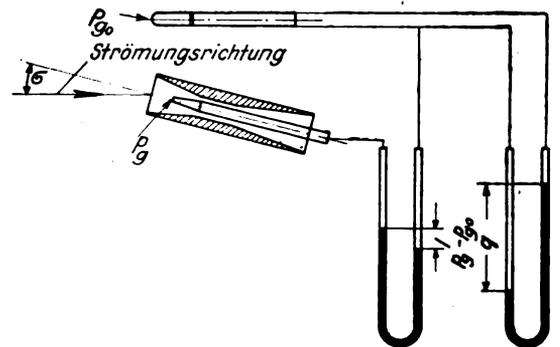


Abb. 4. Schematische Darstellung der Versuchsschaltung.

²⁾ Dieses Verfahren wurde bereits früher von Betz angewandt. Leider fehlen aber im Schrifttum nähere Angaben hierüber. Vgl. H. Peters, Druckmessung. In: Handbuch der Experimentalphysik. Hrsg. von L. Schiller, Bd. 4. Hydro- und Aerodynamik, 1. Teil, S. 499. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig 1931.

³⁾ Vgl. A. Betz, Ein neues Mikromanometer. Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen, IV. Lieferung, S. 12-13.

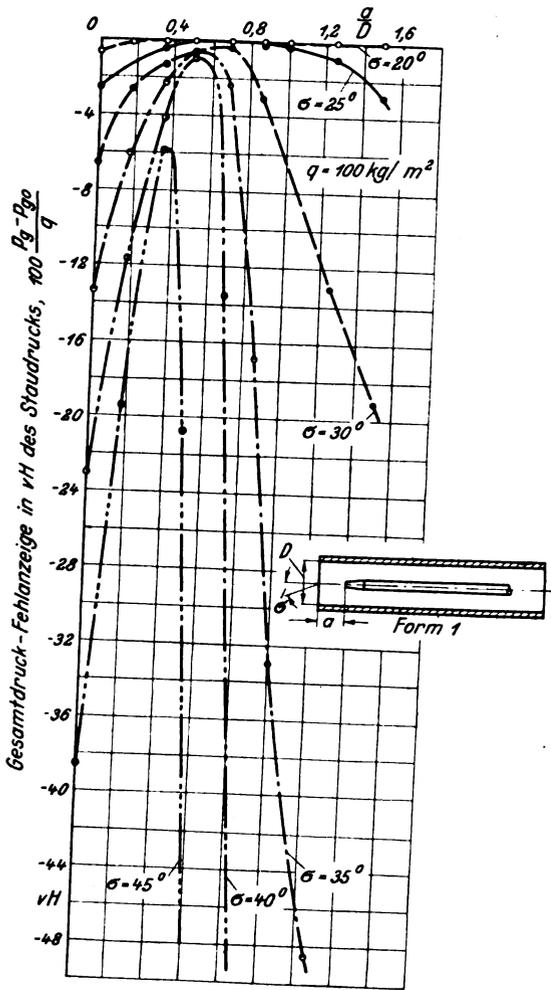


Abb. 5. Gesamtdruck-Fehlangeige als Funktion des Abstandes vom Eintrittsquerschnitt bei verschiedener Schräganströmung σ .

$$100 \frac{p_g - p_{g0}}{q} = f\left(\frac{a}{D}, \sigma\right)$$

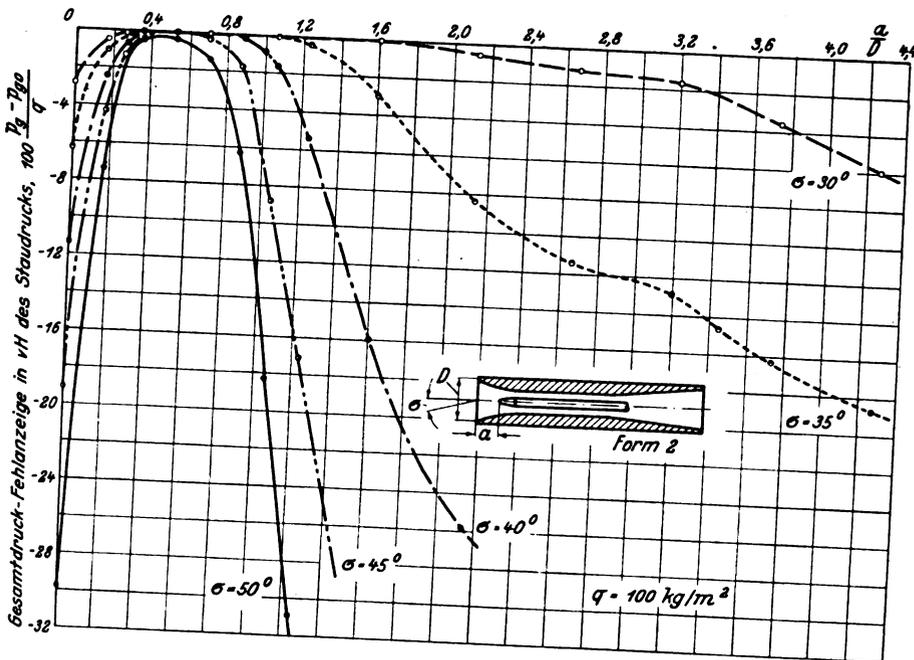


Abb. 6. Gesamtdruck-Fehlangeige als Funktion des Abstandes vom Eintrittsquerschnitt bei verschiedener Schräganströmung σ .

$$100 \frac{p_g - p_{g0}}{q} = f\left(\frac{a}{D}, \sigma\right)$$

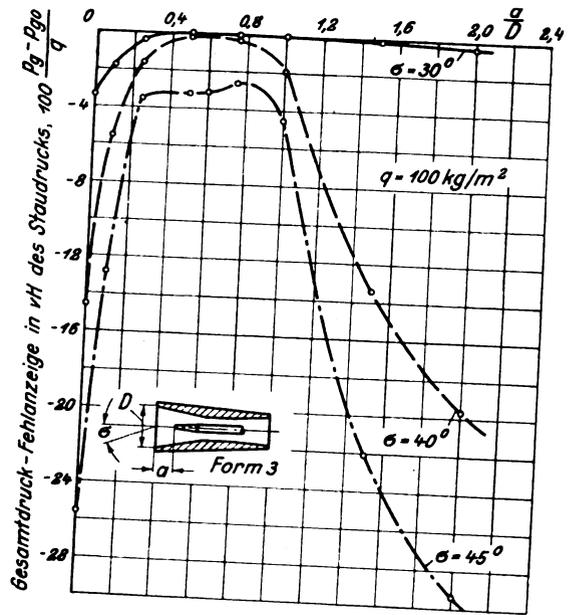


Abb. 7. Gesamtdruck-Fehlangeige als Funktion des Abstandes vom Eintrittsquerschnitt bei verschiedener Schräganströmung σ .

$$100 \frac{p_g - p_{g0}}{q} = f\left(\frac{a}{D}, \sigma\right)$$

gleichen Abstand vom Eintrittsquerschnitt, nämlich $\frac{a}{D} \approx 0,5$ den Wert Null, je nach Schräganblasung ganz oder nahezu erreichen. Am günstigsten schneidet die Form 2 ab. Besonders günstig ist bei dieser vor allem auch der flache Verlauf der Gesamtdruckkurven in der Gegend der Annäherung an den Wert Null. Das bedeutet, daß eine kleine Verschiebung der Gesamtdruckentnahme in der Gegend von $\frac{a}{D} = 0,5$ praktisch keinen Einfluß auf die Gesamtdruckanzeige hat. Die Düsenform 3 stellt eine Verkürzung der Form 2 dar. Die Messungen mit dieser Düse zeigen, daß sie ungeeigneter als Form 2 ist.

In Abb. 8 ist die bei den einzelnen Formen in einem Abstand von $0,5 D$ vom Eintrittsquerschnitt gemessene Gesamtdruckfehlangeige in vH des Staudrucks in Abhängigkeit von der Schräganströmung wiedergegeben.

$$\left(100 \frac{p_g - p_{g0}}{q} = f(\sigma) \text{ bei } \frac{a}{D} = 0,5\right)$$

Der Vergleich ist hier noch anschaulicher als bei Betrachtung der Abb. 5 bis 7. Man erkennt deutlich die Überlegenheit der Düsenform 2, bei der für $\frac{a}{D} = 0,5$ der Gesamtdruck bis zu Schräganströmungen von 45° noch praktisch fehlerfrei angezeigt wird.

IV. Endgültige Form des Gesamtdruckgeräts, seine Prüfung im Windkanal und Erprobung im Fluge.

Für den praktischen Flugbetrieb ist ein möglichst handliches Gerät mit geringen Abmessungen erwünscht. Es wurde

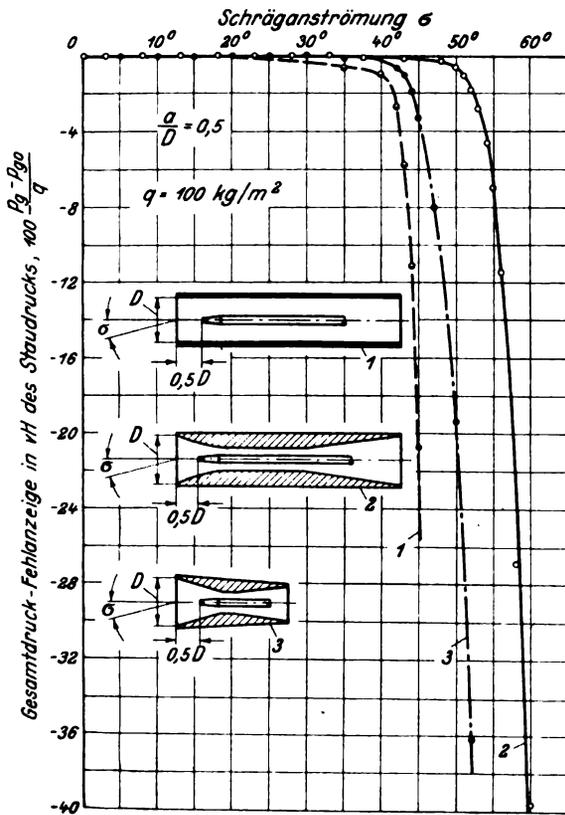


Abb. 8. Gesamtdruck-Fehlanszeige bei $\frac{a}{D} = 0,5$ in Abhängigkeit von der Schräganströmung für verschiedene Formen.

$$100 \frac{p_g - p_{g0}}{q} = f(\sigma) \text{ bei } \frac{a}{D} = 0,5.$$

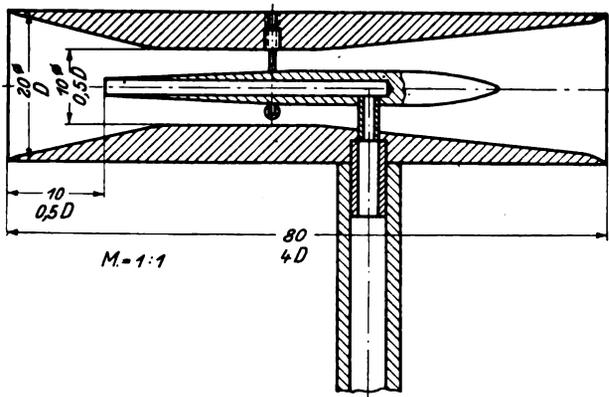


Abb. 9. Das endgültige Gesamtdruckgerät.

deshalb die Düsenform 2 mit kleineren Abmessungen nochmals untersucht. Die Messungen, die in der gleichen Art, wie oben geschildert, durchgeführt wurden, lieferten das gleiche Ergebnis wie die etwas größere Form 2. Es erübrigt sich deshalb auch diese Ergebnisse wiederzugeben, weil sie grundsätzlich den gleichen Charakter haben wie die in Abb. 6 bzw. 8 dargestellten und nichts wesentlich Neues bringen. Für den praktischen Flugbetrieb wurde das in Abb. 9 dargestellte Gesamtdruckgerät gebaut. Abb. 10 zeigt das fertige Gesamtdruckgerät nochmals im Lichtbild, und Abb. 11 das an einem Flugzeugflügel angebaute Gesamtdruckgerät. Die Hauptabmessungen gehen aus Abb. 9 hervor. Die maßgebenden Größen sind außerdem noch in Vielfachen des Düsendurchmessers angegeben.

Das endgültige Gesamtdruckgerät wurde im Windkanal nach der weiter oben beschriebenen Versuchsmethode geprüft. In Abb. 12 ist die Gesamtdruckfehlanzeige in vH des Stau-

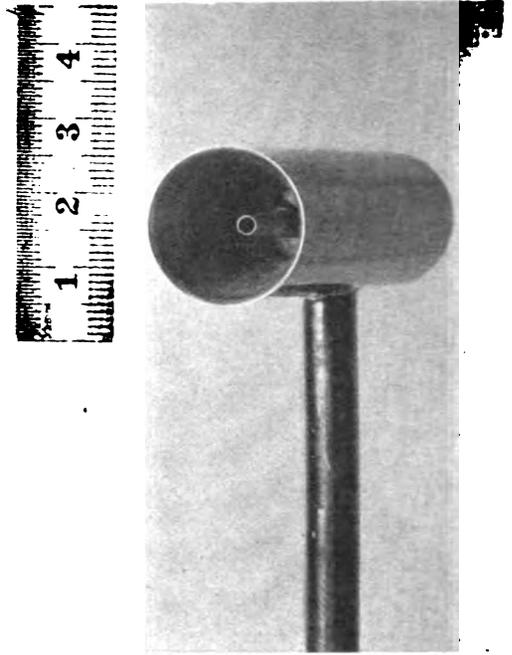


Abb. 10. Das fertige Gesamtdruckgerät.

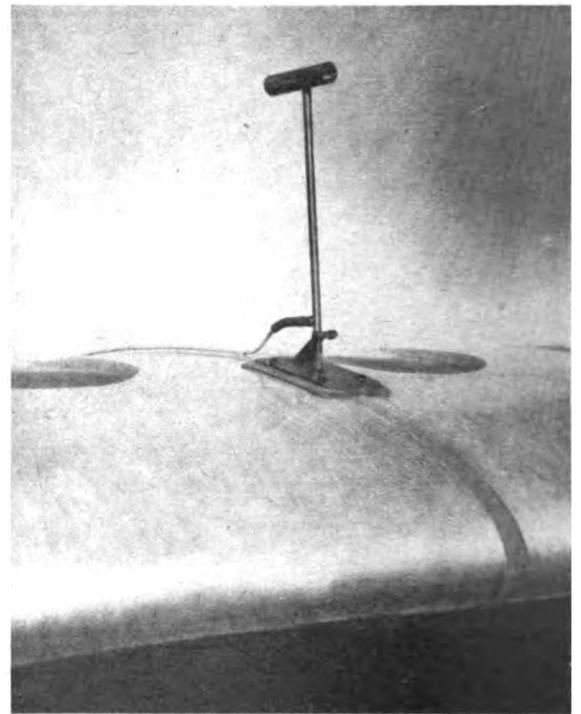


Abb. 11. Das an einem Flugzeugflügel angebaute Gesamtdruckgerät.

drucks $\left(100 \frac{p_g - p_{g0}}{q}\right)$ in Abhängigkeit von der Schräganströmung σ bei verschiedenen Reynoldsschen Zahlen wiederzugeben. Die Abhängigkeit von der Reynoldsschen Zahl ist nur gering. Bei kleinen Reynoldsschen Zahlen erhöht sich die Empfindlichkeit gegen Schräganströmung in geringem Maße. Das Abbiegen der Fehlerkurve tritt bei dem fertigen Gerät, wie Abb. 12 zeigt, etwas früher ein als bei den Versuchsdüsen. Weiterhin macht sich eine kleine Unstetigkeitsstelle bemerkbar. Der Grund für dieses Verhalten dürfte in einer Störung der glatten Strömung durch die Befestigungsstäbe des Pitotrohrs zu suchen sein. Für die bei Flugmessungen in Frage kommenden Geschwindigkeiten genügt

das Gerät allen Anforderungen der Praxis. Es ist in allen Fällen bis zu Schräganströmungen von 40° und bei großen Geschwindigkeiten bis 43° Schräganströmung verwendbar. Die durchgeführten Versuche lassen weiterhin erkennen, daß das Gesamtdruckgerät bei Einhaltung der gleichen Verhältniszahlen der Abmessungen in allen möglichen Größen hergestellt werden kann und ohne Eichung jedes einzelnen Geräts den in der Praxis auftretenden Anforderungen voll genügt.

Um ein Bild über die praktische Verwendbarkeit bei genauen Flugmessungen zu erhalten, wurde das Gesamtdruckgerät am fliegenden Flugzeug erprobt. Es wurden Vierecksflüge durchgeführt und hierbei gleichzeitig der Staudruck mittels Gesamtdruckgerät und einer unter dem Flugzeug nachgeschleppten statischen Sonde gemessen. Die Vierecksflüge wurden nur bei ganz ruhigem Wetter durchgeführt, um wirklich einwandfreie Vergleichsmessungen zu gewährleisten. In Abb. 13 sind die mittels Gesamtdruckgerät und statischer Sonde gemessenen Flugstaudrücke mit den gleichzeitig aus Vierecksflügen erhaltenen Staudrücken verglichen. Die Übereinstimmung beider Meßverfahren ist sehr befriedigend. Dies ist ein Beweis dafür, daß das Gesamtdruckgerät in gleicher Weise für Flugmessungen und Laboratoriumsversuche verwendbar ist.

V. Zusammenfassung.

Die vielfach übliche Art, den Flugstaudruck in Vierecksflügen zu eichen, ist in vielen Fällen nicht vollkommen

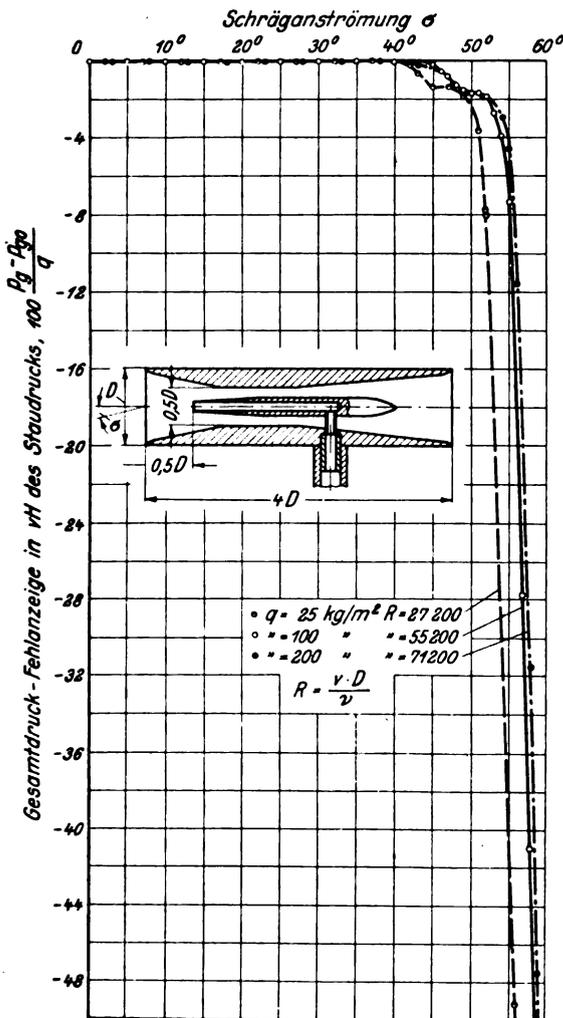


Abb. 12. Gesamtdruck-Fehlanszeige des endgültigen Gesamtdruckgeräts in Abhängigkeit von der Schräganströmung.

$$100 \frac{p_0 - p_{00}}{q} = f(\alpha).$$

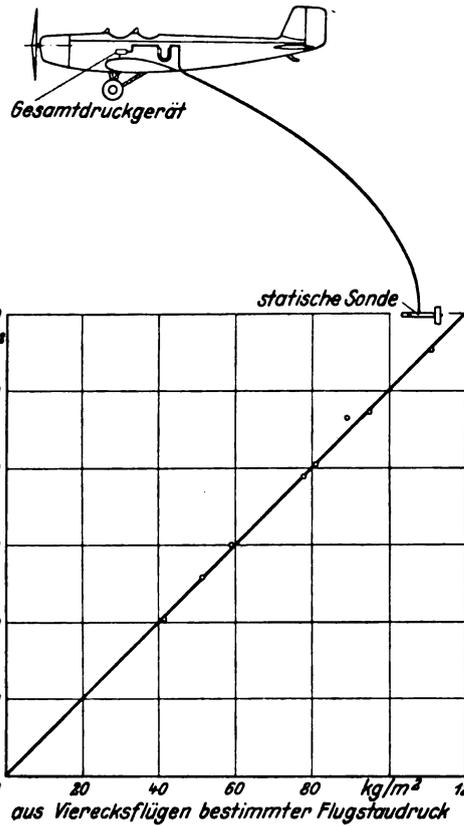


Abb. 13. Vergleich der mittels Gesamtdruckgerät und statischer Sonde gemessenen Flugstaudrücke mit den aus Vierecksflügen erhaltenen Staudrücken.

einwandfrei und zuweilen überhaupt nicht anwendbar (z. B. bei der Staudruckeichung im Höchstauftriebsbereich, im Steig- oder Leerlauf). Genauer und allgemeiner anwendbar ist das Verfahren, den Flugstaudruck in der Weise zu messen, daß der Gesamtdruck am Flügel und der statische Druck einer unter dem Flugzeug in der ungestörten Strömung nachgeschleppten Sonde entnommen wird. Hierbei ist jedoch ein Gesamtdruckgerät von großer Unempfindlichkeit gegen Schräganströmung erforderlich. Da die bisher vorhandenen Gesamtdruckgeräte den bei genauen Flugmessungen zu stellenden Anforderungen nicht genügten, wurde ein derartiges Gerät entwickelt. Es besteht im wesentlichen aus einer Venturidüse, die im Innern zur Entnahme des Gesamtdrucks ein Pitotrohr enthält. Bei Schräganströmung wird die Strömung im Innern der Düse je nach dem Grad der Schräganströmung in einen mehr oder minder großen Bereich in die Achsenrichtung der Düse umgelenkt. Es wurden mehrere Hohlkörperformen in bezug auf ihre Eignung untersucht und die günstigste Form beim Bau des Gesamtdruckgeräts verwendet. Es zeigte sich ganz allgemein bei allen untersuchten Formen, daß die am wenigsten durch Schräganströmung beeinflusste Stelle in einem Abstand von 0,5 Durchmessern des Eintrittsquerschnitts hinter diesem liegt. Befindet sich bei der gewählten Düsenform die Gesamtdruckentnahme 0,5 Durchmesser des Eintrittsquerschnitts hinter diesem, so liefert das Gerät bei kleinen Reynoldsschen Zahlen bis zu Schräganströmungen von 40°, bei großen bis 43° den ungefälschten Gesamtdruck.

Das Gesamtdruckgerät genügt allen Ansprüchen der Praxis. Es hat sich bei der Prüfung im Windkanal und der Erprobung im Fluge gut bewährt. Es ist sowohl für genaue Flugmessungen als auch zum Gebrauch im Laboratorium geeignet. Das Gerät besitzt den Vorteil großer Einfachheit. Ein besonderer Vorzug ist das Fehlen jeglicher mechanisch beweglicher Teile.

Über die Strahlungskennlinien und die Ausbreitung ultrakurzer Wellen ($\lambda = 7 \dots 10$ m).

Von P. von Handel und W. Pfister.

Bericht 35/04 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V., Berlin-Adlershof.

Für die Beurteilung der Ausbreitungsvorgänge ultrakurzer Wellen ist die Kenntnis der Strahlungsverhältnisse der Sendeantenne maßgebend, die durch die vertikale und horizontale Strahlungskennlinie wiedergegeben werden. Die Strahlungskennlinien werden für verschiedene Fälle unter Berücksichtigung der Dielektrizitätskonstante und der Leitfähigkeit des Erdbodens errechnet und meßtechnisch geprüft. Durch Flugmessungen auf größere Entfernungen wird der Verlauf der Linien konstanter Feldstärken im Raume angegeben.

Gliederung.

- I. Einleitung.
- II. Strahlungskennlinien.
 1. Die $\lambda/4$ -Antenne am Erdboden.
 2. Antennen in großen Höhen über dem Erdboden.
- III. Ausbreitung auf größere Entfernung.
- IV. Zusammenhänge zwischen der Ausbreitung ultrakurzer und langer Wellen.
- V. Zusammenfassung.
- VI. Schrifttum.

I. Einleitung.

In den vergangenen Jahren ist das Interesse für die Ausbreitungsvorgänge ultrakurzer Wellen — das sind die Wellen von etwa 1 bis 10 m Länge — sehr rege geworden. Es wurden aus Deutschland und insbesondere aus dem Auslande eine Reihe von Arbeiten bekannt, deren Ergebnisse zum Teil stark auseinander gingen, was auf die verhältnismäßige Schwierigkeit exakter Meßmethoden zurückzuführen ist sowie auf die stark im Fluß befindliche Entwicklung der Sender und Empfänger. Diese Geräteentwicklung ist heute so weit fortgeschritten, daß gut reproduzierbare Meßwerte erreicht werden können; insbesondere ist es heute auch möglich, Messungen im Flugzeug anzustellen. Solche Flugmessungen sind in diesem Wellenbereich besonders geeignet, Aufschlüsse über die Ausbreitungsvorgänge zu geben, da die Meßwerte bei ultrakurzen Wellen sehr stark von den örtlichen Verhältnissen der nahen Umgebung der

Antennen (vom Erdboden, Häusern, Bäumen usw.) beeinflusst werden, ein Einfluß, der im Fluge völlig wegfällt. Überdies ist die Ermittlung der Strahlungsverhältnisse in Abhängigkeit von der Höhe über dem Erdboden zur Klärung des gesamten Ausbreitungsvorganges wichtig.

II. Strahlungskennlinien.

1. Die $\lambda/4$ -Antenne am Erdboden.

Für die in größeren Entfernungen vom Sender zu erwartende Feldstärke ist die Kenntnis der Strahlungsverhältnisse der Sendeantenne maßgebend. Diese werden durch die vertikale und die horizontale Strahlungskennlinie wiedergegeben. Die Feldstärke am Empfangsort setzt sich zusammen aus der Feldstärke des direkten Strahles und der Feldstärke des am Erdboden reflektierten Strahles. Die Gültigkeit der folgenden Betrachtungen beschränkt sich auf Entfernungen vom Sender, die groß sind gegenüber der Wellenlänge, so daß sich ebene Wellen ausgebildet haben, und andererseits auf Entfernungen, für die die Krümmung der Erdoberfläche vernachlässigt werden kann.

Zum Ausgangspunkt der Untersuchungen wurde die rechnerische Ermittlung der Strahlungsverhältnisse einer vertikalen auf dem Erdboden stehenden Sendeantenne von einer Viertelwellenlänge vorgenommen. Wesentlich für eine exakte Wiedergabe der Reflexionsgesetze bei ebenen Wellen ist die komplexe Durchführung der Rechnung unter gleichzeitiger Berücksichtigung der Dielektrizitätskonstante ϵ und der Leitfähigkeit σ des Erdbodens. Man erhält den komplexen Brechungsindex in der Form

$$n = \sqrt{\epsilon - 2i\sigma\lambda c}$$

und die aus den Maxwell'schen Gleichungen abgeleitete komplexe Fresnelsche Gleichung für das Reflexionsgesetz

$$A e^{i\theta} = \frac{n^2 \sin \alpha - \sqrt{n^2 - \cos^2 \alpha}}{n^2 \sin \alpha + \sqrt{n^2 - \cos^2 \alpha}}$$

wobei A das Amplitudenverhältnis der vom Erdboden reflektierten zur direkten Welle, θ den von beiden einge-

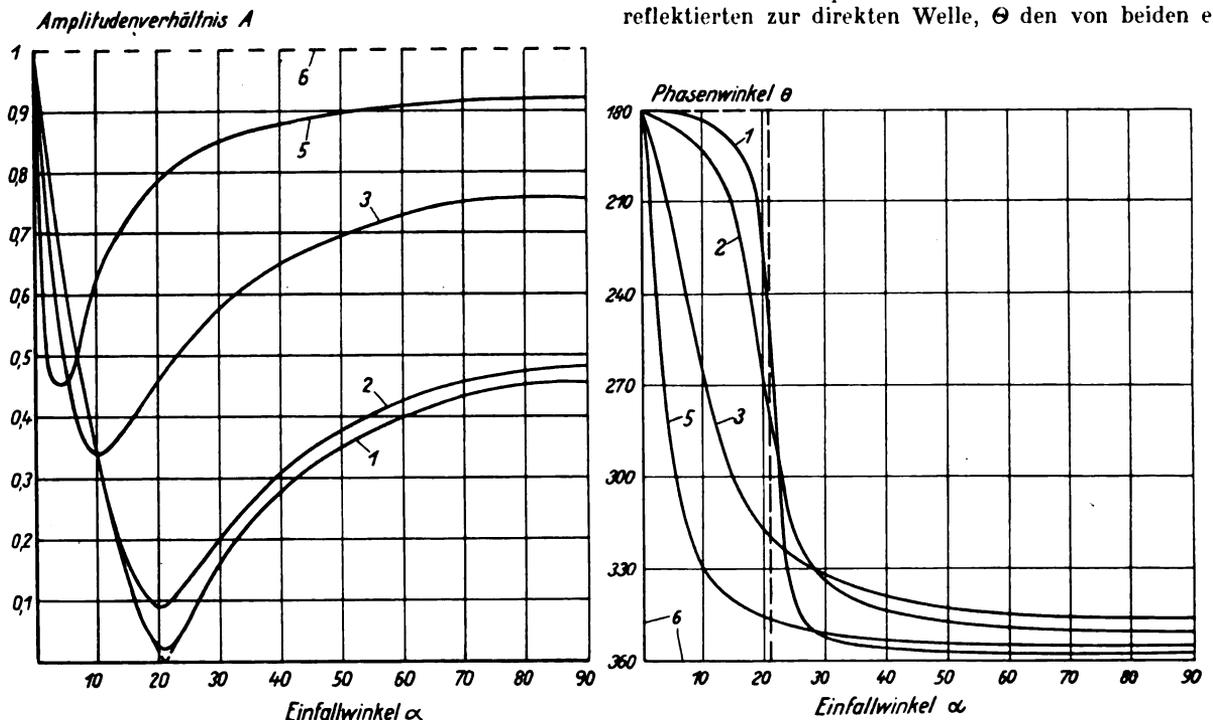


Abb. 1. Amplitudenverhältnis und Phasenwinkel zwischen reflektiertem und direktem Strahl.

schlossenen Phasenwinkel und α den Erhebungswinkel des Strahles über die horizontale Erdoberfläche bedeutet. Für eine vertikale $\lambda/4$ -Antenne am Erdboden erhält man nach Integration über die Stromelemente der Antenne unter Verwendung des Verhältnisses A und des Winkels Θ die Gleichung

$$\mathcal{E} = \frac{30 J}{r \cos \alpha} \left[e^{i \frac{\pi}{2} \sin \alpha} - i \sin \alpha + A e^{i \Theta} \left(e^{-i \frac{\pi}{2} \sin \alpha} + i \sin \alpha \right) \right]$$

für das Strahlungsdiagramm der Antenne in der Vertikal-ebene.

Die Durchführung dieser Rechnungen ergibt für die Abhängigkeit A und Θ vom Einfallswinkel α den in Abb. 1 dargestellten Verlauf für verschiedene Werte der Leitfähigkeit σ ; die Dielektrizitätskonstante ist zu $\epsilon = 7$ angenommen. Die zugeordneten Wellenlängen sind in der Zahlentafel I angegeben. Bemerkenswert im Verlaufe der Kurven A ist derjenige Winkel α , an dem das Minimum der Amplitudenverhältnisse auftritt. Dieses Minimum bedeutet die Stelle, an der die vom Boden reflektierte Welle ihren kleinsten Wert besitzt. Für die Leitfähigkeit $\sigma = 0$, also für den Idealfall rein dielektrischen Bodens wird die Amplitude der reflektierten Welle bei einem Einfallswinkel von 21° zu Null. In dieser Richtung reflektiert der Boden also überhaupt nicht. Dieser Winkel entspricht dem aus der Optik bekannten Brewsterschen Polarisationswinkel. Für endliche Werte der Leitfähigkeit σ und längere Wellen wird die reflektierte Welle zwar niemals zu Null, erreicht jedoch an der Stelle des Polarisationswinkels ein ausgeprägtes Minimum.

Zahlentafel I.

Kurve	$\sigma = 5 \cdot 10^{-16}$	$\sigma = 5 \cdot 10^{-14}$	$\sigma = 5 \cdot 10^{-13}$
	λ m	λ m	λ m
1 $n^2 = 7 - j 0$			
2 $n^2 = 7 - j 0,3$	10	1	0,1
3 $n^2 = 7 - j 3$	100	10	1
4 $n^2 = 7 - j 30$	1000	100	10
5 $n^2 = 80 - j 3$		10 (Süßwasser)	
6 $n^2 = 7 - j 300$	10 000	1000	100
7 $n^2 = 7 - j \infty$			

Die Phase Θ zwischen der direkten und der reflektierten Welle erleidet bei rein dielektrischer Erde ($\sigma = 0$) an der Stelle des Polarisationswinkels den aus der Optik bekannten Sprung um 180° , bei endlichen Werten von σ und längeren Wellen ändert sie sich kontinuierlich, wobei die stärkste Änderung wiederum an dem Polarisationswinkel stattfindet.

Die Kenntnis von Amplitude und Phase der am Erdboden reflektierten Wellen ist nicht nur für die Klärung der Ausbreitungserscheinungen von Wichtigkeit, sie wird z. B. auch bei der grundsätzlichen Untersuchung über elektromagnetische Höhenmeßmethoden wertvolle Aufklärung über die zu erwartende Amplitude des am Boden reflektierten Echos liefern.

Abb. 2 zeigt die nach der vorhin angeschriebenen Gleichung errechneten Vertikalkennlinien der Strahlung einer vertikalen $\lambda/4$ -Antenne für verschiedene Leitfähigkeiten und verschiedene Wellenlängen. Die Feldstärken sind in Polarkoordinaten sowie auch in cartesischen Koordinaten aufgetragen. Auffallend ist es besonders, daß alle Kennlinien längs der Erdoberfläche auf Null einziehen außer bei dem Idealfall unendlicher Leitfähigkeit des Erdbodens ($\sigma = \infty$), daß also in geringer Höhe über dem Erdboden stets nur sehr kleine Feldstärken zu erwarten sind, während mit zunehmender Höhe (zunehmendem Erhebungswinkel α) die Feldstärken stark zunehmen müßten. Man hat bisher meist nur die Grenzfälle errechnet und die Kurve 6 als angenähert gültig für lange Wellen betrachtet, da hier der imaginäre Teil, der die Wellenlänge λ enthält, groß ist gegenüber dem reellen Teil ϵ , oder die Kurve 1 für sehr kurze Wellen, da hier ϵ überwiegt. Die genaue Durchführung der Rechnung, die hier vorliegt, zeigt, daß tatsächlich im Bereiche der ultrakurzen Wellen für Kurve 1 der imaginäre Teil, die Leitfähigkeit, vernachlässigt werden kann. Sogar für größere Leitfähigkeiten oder Wellen im Kurzwellenbereich bis zu 100 m unterscheidet sich die Kurve 2 nur wenig von 1.

Abb. 3 zeigt den Vergleich der in Abb. 2 errechneten Kurve 1 mit einer im Flugzeug bei $\lambda = 9$ m Wellenlänge gemessenen Kurve 2. Die Übereinstimmung ist im wesentlichen vorhanden. Die Kurve 1 wurde für einen Wert von $\epsilon = 7$ errechnet. Dieser Wert scheint etwas zu tief gegriffen zu sein. Für $\epsilon = 10$ oder 15 würde die Übereinstimmung noch besser werden. Die Theorie der Reflexionsgesetze für ebene Wellen stimmt demnach bei ultrakurzen Wellen mit der Erfahrung recht gut überein; die Strahlung geht im

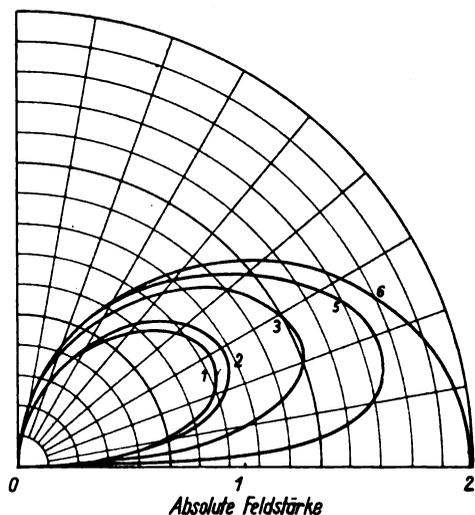
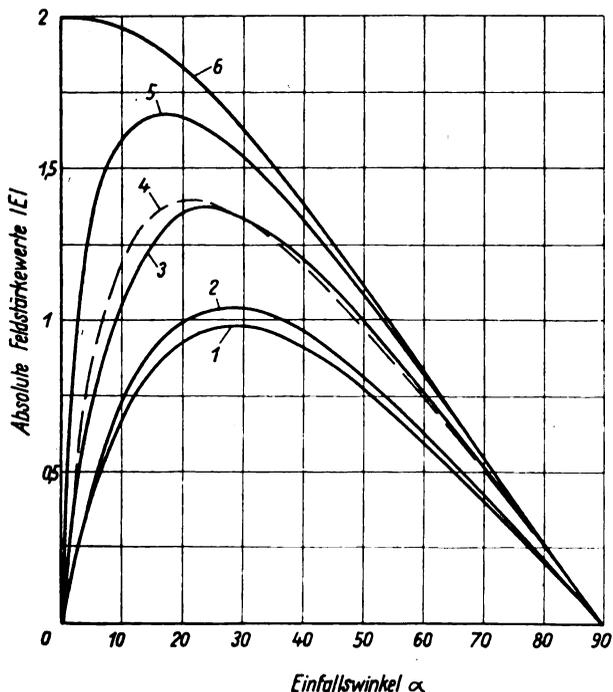


Abb. 2. Vertikale Strahlungskennlinie einer $\lambda/4$ -Antenne über verschiedenem Erdboden.

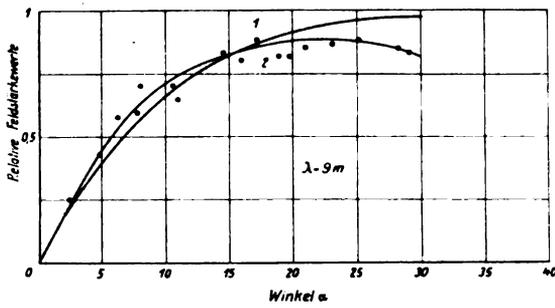


Abb. 3. Vertikale Strahlungskennlinie einer $\lambda/4$ -Antenne. 1 gerechnet; 2 gemessen.

wesentlichen nach aufwärts, längs des Erdbodens dagegen treten nur geringe Feldstärken auf.

2. Antennen in großen Höhen über dem Erdboden.

Um möglichst große Reichweiten der Senderstrahlung auch für kleine Erhebungswinkel und längs der Erdoberfläche zu erhalten, gibt es grundsätzlich zwei Möglichkeiten:

1. Man kann die Antenne auf einem Mast möglichst hoch über dem Erdboden anbringen.
2. Man kann durch Richtstrahlantennensysteme die Strahlung in der Vertikalebene bündeln.

Es wurde zunächst rechnerisch die vertikale Strahlungskennlinie eines Hertzschen Dipols für $\lambda = 9$ m ermittelt, der auf einem Mast von 90 m Höhe angebracht ist. Der Ausdruck für die Feldstärke lautet

$$E = \frac{60 \pi}{\lambda \cdot r} \cos \alpha \cdot J \cdot l \sqrt{1 + A^2 + 2 A \cos \left(\frac{4 \pi h}{\lambda} \cdot \sin \alpha + \theta \right)},$$

wobei h die Höhe der Sendeantenne über dem Erdboden und r die Entfernung von der Antenne bedeutet. Das Ergebnis zeigt Abb. 4. Die Strahlung zerfällt in eine Anzahl von Blättern, deren unterstes tatsächlich große Feldstärken in flachen Winkeln liefert. Man kann sofort folgendes erkennen: Das Zerfallen der Gesamtstrahlung in einzelne Blätter ist auf die Interferenz der direkten mit der am Boden reflektierten Welle zurückzuführen. Da die Höhe des Dipols 90 m beträgt, die Welle 9 m, müssen 2×10 Maxima und Minima durch Interferenz auftreten. Die Lage und Größe dieser Maxima und Minima ergibt sich aus der Geometrie der Anordnung und aus dem vorhin errechneten Verlauf des Amplitudenverhältnisses A und des eingeschlossenen Phasenwinkels θ zwischen reflektiertem und direktem Strahl. Der Brewstersche Polarisationswinkel ist deutlich bei 18° zu erkennen, dort verschwinden Maxima und Minima, da der reflektierte Strahl zu Null geworden ist. Die Rechnung ist zunächst einfachheitshalber für $\epsilon = 10$ unter Vernachlässigung des Imaginärteiles mit σ ausgeführt worden.

Abb. 5 zeigt die gleiche Rechnung nochmals in cartesianischen Koordinaten, jedoch für zwei verschiedene Werte von ϵ ($\epsilon = 10$ und $\epsilon = 20$) durchgeführt: Während bei ultrakurzen Wellen eine Veränderung von ϵ für die $\lambda/4$ -Antenne am Boden die Strahlung wie vorhin gezeigt (Abb. 2) nur

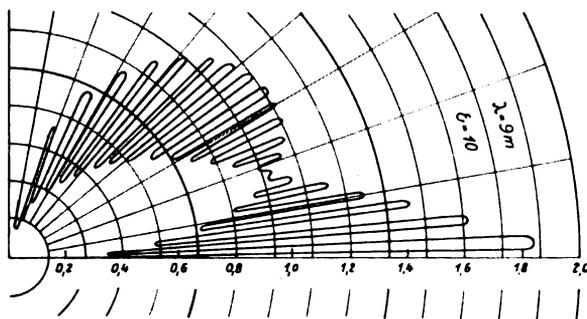


Abb. 4. Vertikale Strahlungskennlinie eines vertikalen Dipols in 90 m Höhe über Erde.

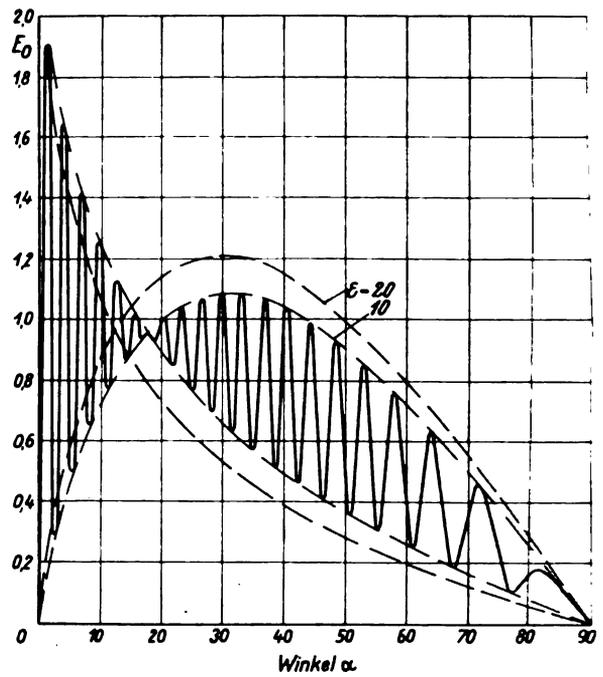


Abb. 5. Vertikale Strahlungskennlinie eines vertikalen Dipols in 90 m Höhe über Erde für $\epsilon = 10$ und $\epsilon = 20$, $\lambda = 9$ m.

wenig verändert, erkennt man eine erhebliche Verschiebung des Polarisationswinkels.

Abb. 6 zeigt in vergrößertem Maßstab die ersten beiden Maxima bei geringen Erhebungswinkeln für die Rechnung (a) und im Vergleich dazu für die Messung im Fluge (b). Die Übereinstimmung ist leidlich gut.

Abb. 7 zeigt das Ergebnis der exakten, komplexen Rechnung der Strahlungskennlinie eines Dipols in 130 m Höhe bei $\lambda = 9$ m und unter der Annahme von $\epsilon = 7$ und von $\sigma = 5 \cdot 10^{-14}$. Man erkennt, daß beim Polarisationswinkel infolge der Berücksichtigung des Imaginärteiles ($2i \cdot \lambda \cdot \sigma \cdot c$) die Maxima und Minima nicht mehr verschwinden, jedoch deutlich zusammenziehen. Man müßte also durch entsprechende Flugmessungen ein Mittel an der Hand haben, die Dielektrizitätskonstante ϵ und die Leitfähigkeit σ des Erdbodens zu messen. Bisher sind solche Messungen im wesentlichen nach zwei anderen Methoden vorgenommen worden. Es wurde entweder die Neigung der Wellenfront vertikal polarisiert ausgestrahlter Oberflächenwellen gegen die Vertikale am Empfangsort gemessen [1] und aus diesem Winkel nach Zennecks Gleichungen ϵ und σ ermittelt, oder es wurden im Laboratorium Erdbodenproben in einen Meßkondensator gebracht und aus dem Vergleich mit einem Kondensator bekannter Kapazität und bekannten Ohmschen Nebenschlusses die Werte von ϵ und σ bestimmt [2].

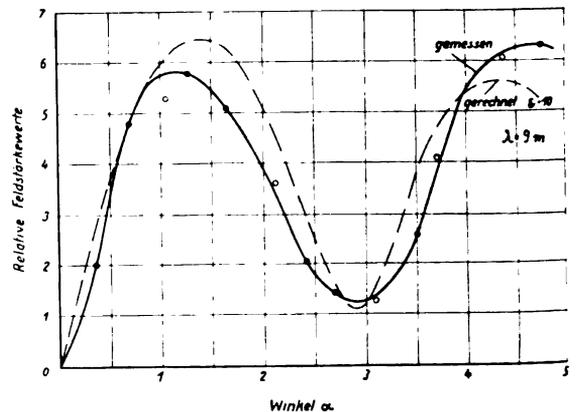


Abb. 6. Vertikale Strahlungskennlinien eines vertikalen $\lambda/2$ -Dipols in 90 m Höhe über Erde. Gemessen und gerechnet.

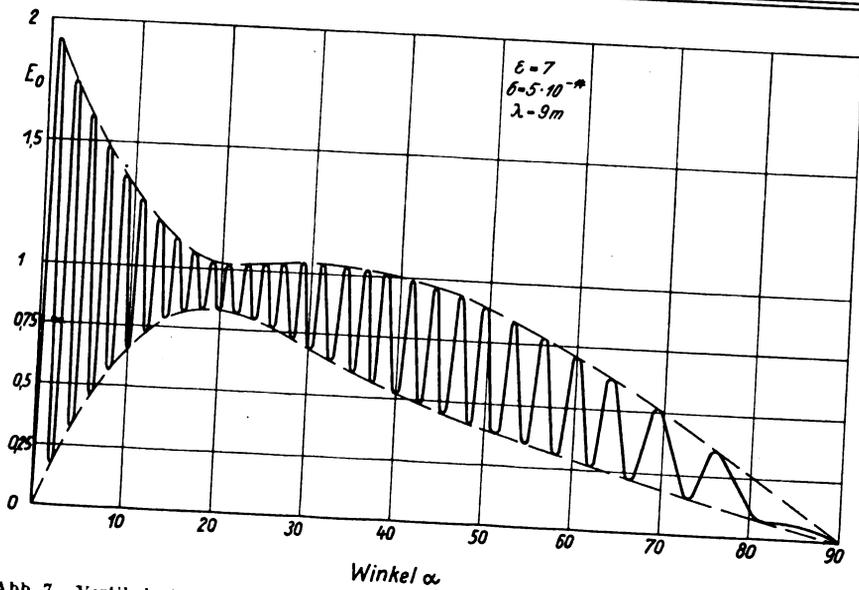


Abb. 7. Vertikale Strahlungskennlinie eines vertikalen $\lambda/2$ -Dipols in 130 m Höhe über Erde.

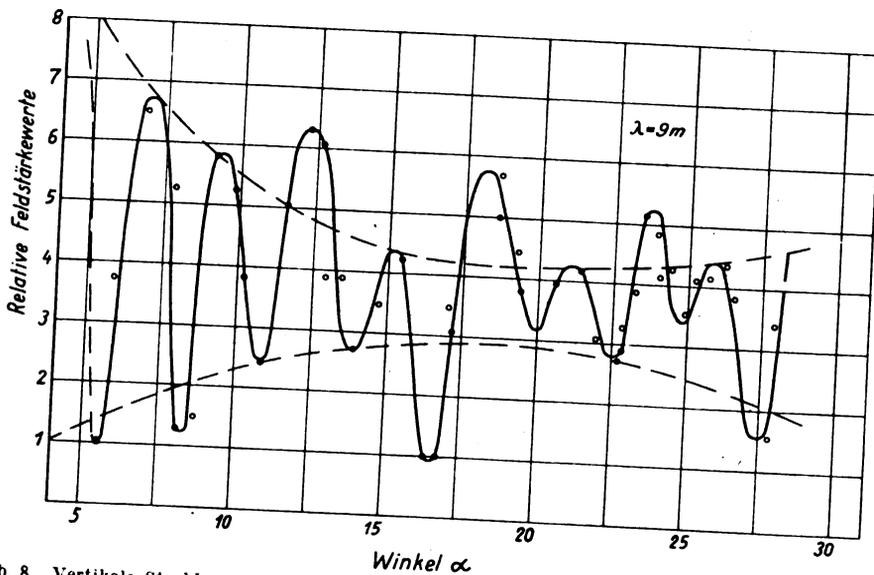


Abb. 8. Vertikale Strahlungskennlinie eines vertikalen $\lambda/2$ -Dipols in 90 m Höhe über Erde; gemessen.

Die erste Methode hat den Nachteil großer Meßschwierigkeiten, weil die zu messenden Winkel sehr klein sind und weil die Bodenverhältnisse unmittelbar um die Empfangsantenne die Messung beinahe ausschließlich beeinflussen. Die zweite Methode gestattet nur einzelne kleine Bodenproben zu messen und gibt kein Bild über die tatsächlich im Gelände auftretenden Verhältnisse.

Abb. 8 zeigt das Ergebnis eines Flugversuches zur Vermessung des Vertikalstrahlungsdiagrammes bis über den Polarisationswinkel hinaus. Die Kurve zeigt nicht den erwarteten regelmäßigen Verlauf, kleine und größere Maxima wechseln dauernd ab. Immerhin kann man eine einhüllende Kurve gestrichelt eintragen und erhält den Polarisations-

winkel etwa an der erwarteten Stelle bei 18° . Die Ursache dieses unregelmäßigen Verlaufes wurde festgestellt. Der 90 m hohe Mast, auf dem der Dipol angebracht war, bestand aus einer Stahlkonstruktion; überdies stand der Sender am Fußpunkt des Mastes, die Hochfrequenz wurde über eine konzentrische Energieleitung hochgeführt. Es bildeten sich längs dieser Leitung und wohl auch längs der Mastträger stehende Wellen aus, deren Strahlungsdiagramm errechnet und in Abb. 9 dargestellt ist. Die phasen- und amplitudenrichtige Überlagerung der beiden gerechneten Strahlungsdiagramme muß den Charakter der gemessenen Kurve (Abb. 8) haben. Es ist beabsichtigt, Versuche auf einem Holzturm mit einem Sender auszuführen, der aus Batterien gespeist wird und ohne Energieleitung auf der Spitze des Turmes direkt an den Dipol geschaltet werden soll. Es ist anzunehmen, daß in diesem Falle saubere Messungen möglich sein werden, aus denen eine genauere Ermittlung des Polarisationswinkels und der Werte von ϵ und σ möglich ist.

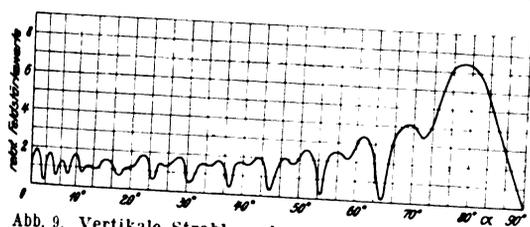


Abb. 9. Vertikale Strahlungskennlinie eines 90 m hohen elektrisch angeregten Mastes für $\lambda = 9$ m.

III. Ausbreitung auf größere Entfernung.

Die folgenden Versuche erstrecken sich auf Messungen der Feldstärke in größeren Entfernungen vom Sender, in

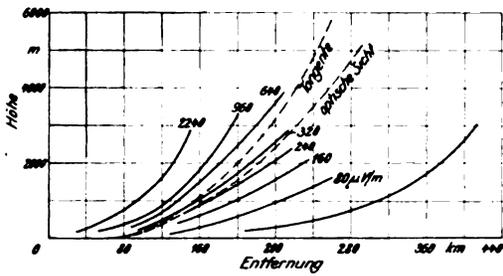


Abb. 10. Kurven gleicher Feldstärke für vertikale Polarisation ($\lambda = 9$ m).

denen die Krümmung der Erdoberfläche eine wesentliche Rolle spielt.

Abb. 10 zeigt den Verlauf von Kurven konstanter Feldstärke im Raume auf große Entfernungen. Als Abszissen sind die Entfernungen vom Sender in km eingetragen, als Ordinaten die Höhen in m über der Erdoberfläche. Die Flüge wurden derart ausgeführt, daß die Messung beispielsweise in 50 km Entfernung vom Sender und 50 m Flughöhe über dem Boden begonnen wurde. Die Empfangsapparatur wurde fest eingestellt und hierauf nicht mehr verändert. Der Flugzeugführer beobachtete dauernd ein Meßinstrument, das die Empfängerausgangsspannung anzeigte, und steuerte die Maschine derart, daß der Ausschlag konstant blieb. Es ergab sich ein allmählich anwachsender Steigflug und man landete beispielsweise bei einer Entfernung von 200 km in einer Höhe von über 3000 m an. Während die Kurven $2240 \mu V/m$ bis $80 \mu V/m$ nach einer Sendeantenne mit $\lambda = 9$ m auf einem 90 m hohen Turm geflogen wurden, gibt die unterste Kurve die Ausbreitung für die Bildfunksender Witzleben mit $\lambda = 6,95$ m und 130 m Masthöhe. In dieser Darstellung erscheinen die Kurven konstanter Feldstärke als Teile der vertikalen Strahlungskennlinie, die oben ausführlich behandelt wurde.

Eine Darstellungsform der gleichen Messungen, die den tatsächlichen Verhältnissen besser entspricht, zeigt Abb. 11. Hier ist die Tangente vom Sender an die Erdoberfläche als Gerade eingetragen, unter der sich die Erdoberfläche krümmt. Man sieht hier deutlich, wie die Strahlen der Krümmung der Erdoberfläche folgen.

Früher war man vielfach der Ansicht, daß die ultrakurzen Wellen auch insofern den Gesetzen der Optik folgen,

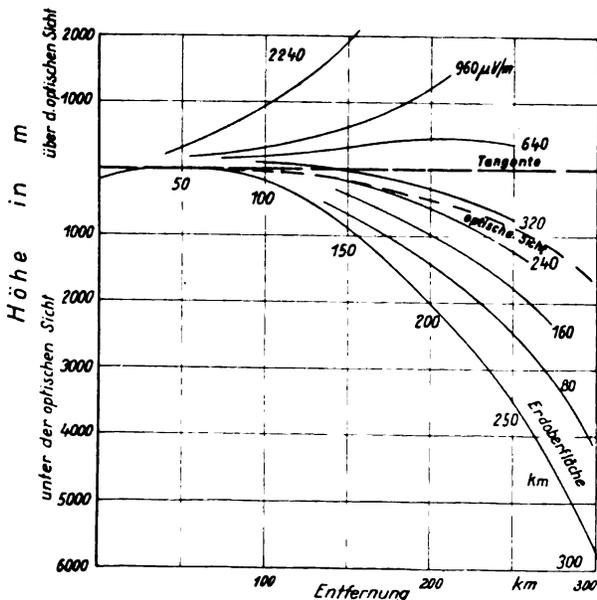


Abb. 11. Kurven gleicher Feldstärke für vertikale Polarisation ($\lambda = 9$ m).

als eine wesentliche Unterschreitung der Tangente des Strahles an die Erdoberfläche nicht möglich ist. Diese Ansicht ist durch vorliegende Versuche wie auch durch eine Reihe von früheren Versuchen widerlegt [3, 4, 5]. Es dürfte auf einem eigentümlichen Zufall beruhen, daß die Energie der Sender und die Empfindlichkeit der Empfänger, die damals zur Verfügung standen, gerade so bemessen waren, daß meist die optische Sicht etwa die Grenze darstellte, über die hinaus keine sauberen Messungen mehr möglich waren. Aus diesem Grunde dürfte auch die damals beobachtete Zunahme der Reichweite bei Hochsetzen des Senders auf einen Turm oder ein hohes Gebäude weniger auf die dadurch vergrößerte optische Entfernung als vielmehr auf die vorhin ausführlich behandelte Tatsache zurückzuführen sein, daß das Strahlungsdiagramm des Senders in diesen Fällen größere Feldstärken in flacheren Erhebungswinkeln liefert, wie dies auch hier bei dem 90-m-Turm der Fall ist.

Abb. 12 zeigt das Gesetz der Abnahme der Feldstärke mit der Entfernung für verschiedene Flughöhen. Zum Vergleich ist gestrichelt eine Kurvenschar eingetragen, deren Ordinaten mit $1/r^2$ abfallen. Überdies ist die Linie angedeutet, welche den Schnitt der Feldstärkekurven durch die Tangente an die Erdoberfläche anzeigt. Man erkennt, daß die Abnahme der Feldstärke im allgemeinen etwas stärker als mit dem Quadrat der Entfernung vor sich geht. Auch hier ist beim Durchschreiten der optischen Sicht nichts Besonderes zu beobachten.

Bisher wurde lediglich von vertikal polarisierten Wellen gesprochen. Abb. 13 zeigt eine Messung mit horizontal polarisierten Wellen in der gleichen Darstellung wie in Abb. 10. Es wurde ein Flug längs einer Linie konstanter Feldstärke mit horizontalen Antennen ausgeführt. Die optische Sicht wurde niemals überschritten. Das liegt im wesentlichen daran, daß das vertikale Strahlungsdiagramm

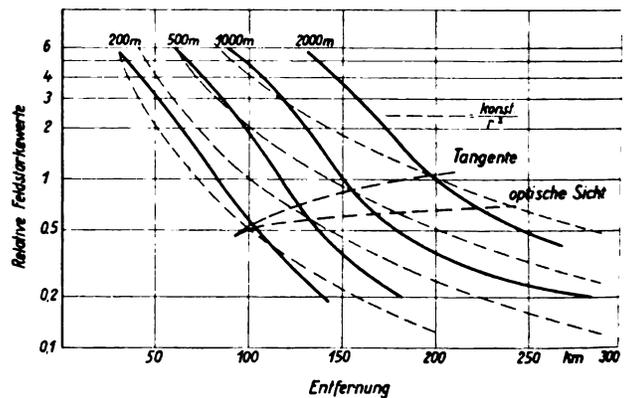


Abb. 12. Feldstärke in Abhängigkeit der Entfernung für verschiedene Flughöhen ($\lambda = 9$ m).

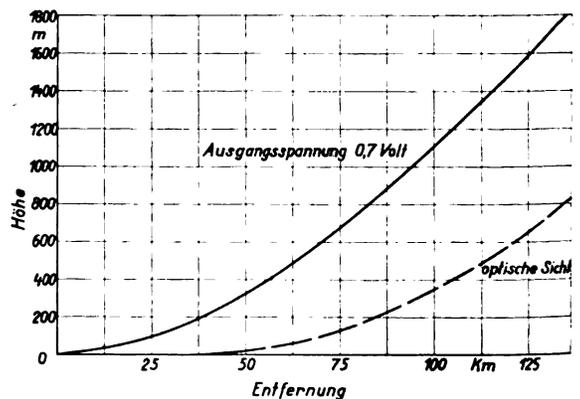


Abb. 13. Kurven gleicher Feldstärke für horizontale Polarisation ($\lambda = 9$ m).

der Empfangsantenne auf dem Flugzeug in Richtung flacher Einfallswinkel wenig Strahlung aufnimmt, da die Flächen des Flugzeuges aus Metall waren. Es ist daher in allen Fällen für die Flugfunktechnik günstiger, mit vertikal polarisierten Ultrakurzwellen zu arbeiten.

Die Tatsache, daß die elektromagnetischen Wellen in das Gebiet unterhalb der optischen Sicht vordringen, kann auf zweierlei Gründe zurückgeführt werden:

Erstens werden die Strahlen durch eine geringe Änderung der Dielektrizitätskonstante mit der Höhe über dem Erdboden zum Teil an diesen zurückgebrochen [6, 7]. Die Grenze der optischen Sicht liegt unterhalb der Tangente und wurde unter Annahme eines fiktiven Erdradius von 8500 km berechnet und in Abb. 10 bis 13 eingetragen.

Zweitens dürfen bei den in Frage kommenden Wellen die Vernachlässigungen der geometrischen Optik nicht gemacht werden, sie unterliegen vielmehr an der Erdoberfläche den auch aus der Optik bekannten Beugungsgesetzen.

IV. Zusammenhänge zwischen der Ausbreitung ultrakurzer und langer Wellen.

Die Entfernungen, in welchen die oben angestellten Rechnungen gültig sind, wurden eingangs auch nach unten abgegrenzt durch die Voraussetzung, daß sich ebene Wellen ausgebildet haben. Infolge des dämpfenden Einflusses des Erdbodens wird ihre Ausbildung namentlich für flache Erhebungswinkel und größere Wellenlängen behindert. Damit wird die bekannte Tatsache erklärt, daß entgegen den Diagrammen der Abb. 2 direkt am Erdboden eine namentlich bei längeren Wellen erhebliche Feldstärke gemessen werden kann. Der Kurve 5 der Abb. 2 wird in Abb. 14 die am Münchener Rundfunksender gemessene Strahlungskennlinie einer $\lambda/4$ -Antenne gegenübergestellt.

Die Meßergebnisse zeigen, daß der Verlauf der Feldstärke nicht dem der Kurve 5 entspricht, dagegen annähert mit dem Verlauf der Kurve 6 (Abb. 2) übereinstimmt, die hier nochmals zum Vergleich mit eingetragen ist. Die Messung wurde in 4 km Entfernung durchgeführt. Es ist zu erwarten, daß in größeren Entfernungen vom Sender der Verlauf der Feldstärke sich dem in Kurve 5 gezeichneten nähern muß. Eine Bestätigung dieser Auffassung liefert Abb. 15. Hier wurde die Feldstärke des Rundfunksenders Leipzig über Berlin, in 150 km Entfernung, vermessen. Es ist klar, daß nur kleine Erhebungswinkel α (bis $1,2^\circ$) vermessen werden konnten, da in 150 km Ent-

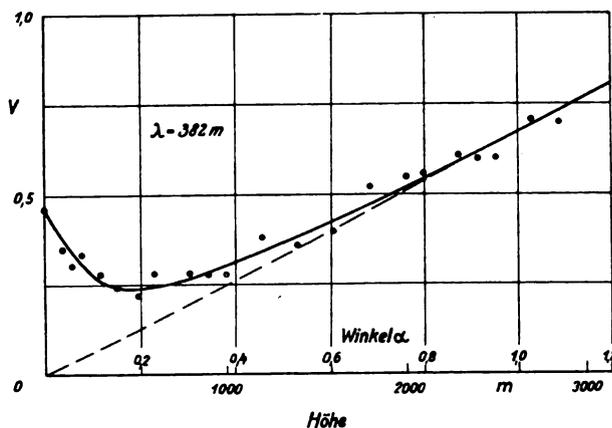


Abb. 15. Vertikale Strahlungskennlinie des Rundfunksenders Leipzig in 150 km Entfernung gemessen.

fernung $1,2^\circ$ schon 3000 m Höhe über dem Erdboden bedeuten und die Gipfelhöhe des Flugzeuges dabei schon annähernd erreicht war. Da es sich aber gerade um die Frage handelt, ob die Strahlung, wie von der Rechnung gefordert, bei flachen Winkeln gering wird oder nicht, genügt der vorliegende geringe Winkelbereich völlig. Es zeigt sich eine interessante Erscheinung: Die Feldstärke nimmt zunächst mit zunehmender Höhe ab, erreicht jedoch bald ein Minimum und steigt hierauf ziemlich kontinuierlich an.

Extrapoliert man die ansteigende Kurve wie angedeutet nach Null, so erhält man den von der Theorie geforderten Verlauf.

C. B. Feldman hat in einer Arbeit [8] über die Ausbreitung kurzer und ultrakurzer Wellen vertikale Strahlungsdiagramme gemessen (Abb. 16), die auffallenderweise auch im Kurzwellenbereich einen Verlauf zeigen, der durchaus der in Abb. 15 gezeigten Strahlung des Leipziger Senders ähnelt. Feldman hat seine Messungen an zwei Holztürmen auf freiem Felde ausgeführt, die 1,3 km voneinander entfernt waren. Bei $\lambda = 8,2$ m stimmt die gemessene Kurve noch einigermaßen mit dem errechneten Verlauf überein. Je größer die Wellenlänge wird, je kleiner also die Wellenzahl bei konstanter Entfernung, desto größer wird bei flachen Erhebungswinkeln die Abweichung von der Rechnung. Bei größeren Erhebungswinkeln dagegen stimmt die Messung wieder mit der Rechnung überein, da die Ausbildung ebener Wellen im freien Raum viel eher stattfindet.

Für die Berechnung der tatsächlichen Feldverteilung um eine Antenne liegen Ansätze im Schrifttum vor [9, 10, 11, 12, 13]. Diese zeigen, daß die Reflexionsgesetze für das mit $1/r$ abnehmende Feld den Rechnungen für ebene Wellen mit großer Annäherung entsprechen. Die dort angegebenen Ausdrücke für die Potentialfunktion der elektrischen Wellen enthalten jedoch noch Glieder höherer Potenzen von $1/r$. Die Feldstärke an der Erdoberfläche rührt also ausschließlich von einer Strahlung her, die stärker als $1/r$ abnimmt.

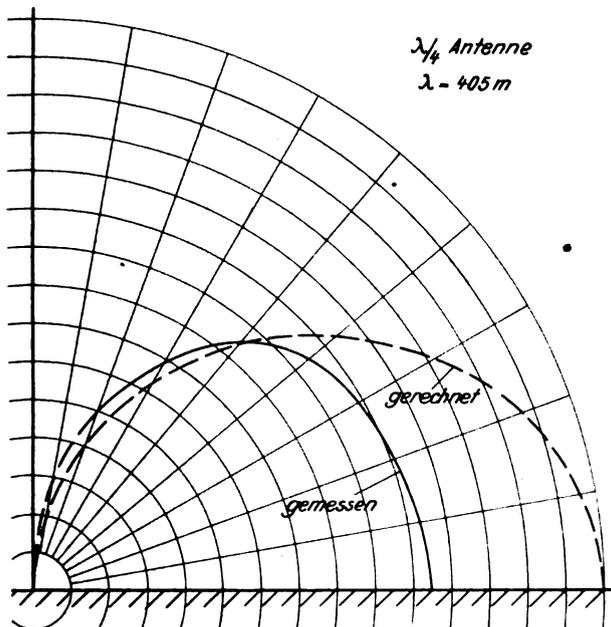


Abb. 14. Vertikale Strahlungskennlinie des Rundfunksenders München in 4 km Entfernung gemessen.

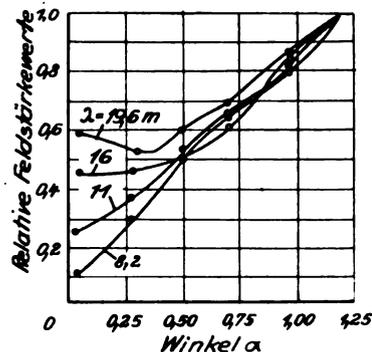


Abb. 16. Vertikale Strahlungskennlinien in 1,3 km Entfernung gemessen nach C. B. Feldman).

Rechnungen und Versuche, die hier weitere Klarheit bringen sollen, sind in Arbeit.

V. Zusammenfassung.

Die Strahlungskennlinien von Antennen bei ultrakurzen Wellen wurden unter Berücksichtigung der Dielektrizitätskonstante ϵ und der Leitfähigkeit σ des Erdbodens berechnet. Die Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit entsprechenden Flugmessungen. Es wird eine Methode angegeben, welche bei hochgesetzten Antennen eine Ermittlung der Bodenkonstanten ermöglichen soll. Die Strahlungsverhältnisse in größeren Entfernungen werden durch Kurven gleicher Feldstärke dargestellt. Die Linie der optischen Sicht wird erheblich überschritten und macht sich auch im Kurvenverlauf nicht wesentlich bemerkbar. Schließlich wird der Übergang von dem idealisierten Feldverlauf der Rechnung zu dem tatsächlichen Verlauf der Feldstärke bei kleineren Entfernungen an einem Beispiel für lange und kurze Welle angedeutet.

VI. Schrifttum.

1. R. H. Barfield, Some measurements of the electrical constants of the ground at short wavelengths by the waver-tilt method. *J. Inst. electr. Engrs.* 75 (1934) S. 214/220.
2. R. L. Smith-Rose, Electrical measurements on soil with alternating currents. *J. Inst. electr. Engrs.* 75 (1934) S. 221/237.
3. J. C. Schelleng, C. R. Burrows, E. B. Ferrell, Ultra-short wave propagation. *Proc. Inst. Radio Engrs.* 21 (1933) S. 427/463.
4. C. R. Englund, A. B. Crawford, W. W. Mumford. Some results of a study of ultra-short wave transmission phenomena. *Proc. Inst. Radio Engrs.* 21 (1933) S. 464/492.
5. B. Trevor, P. S. Carter, Note on propagation of waves below ten meters in length. *Proc. Inst. electr. Engrs.* 21 (1933) S. 387/426.
6. R. Jouaust, Les ondes très courtes. *Onde Electrique* 9 (1930) S. 5/17.
7. R. L. Smith-Rose, J. S. Mc. Petrie, Ultra short radio waves. *Wireless Eng.* 11 (1934) S. 3/11.
8. C. B. Feldman, The optical behavior of ground for short radio waves. *Proc. Inst. Rad. Engrs.* 21 (1933) S. 764/801.
9. H. Weyl, Ausbreitung elektromagnetischer Wellen. *Ann. Phys.* 60 (1919) S. 481.
10. M. J. O. Strutt, Strahlung von Antennen unter dem Einfluß der Erdbodeneigenschaften. C. Rechnung in zweiter Näherung. *Ann. Phys.* 4 (1930) S. 1.
11. W. H. Wise, Asymptotic dipole radiation formulas. *Bell System techn. J.* 8 (1929) S. 662/671.
12. F. Nöther, Ausbreitung elektrischer Wellen über die Erde. Siehe Rothe-Ollendorf-Pohlhausen, Funktionentheorie und ihre Anwendung in der Technik. Verlag J. Springer, 1931.
13. B. van der Pol, K. F. Niessen, Über die Raumwellen von einem vertikalen Dipolsender auf ebener Erde. *Ann. Phys.* 10 (1931) S. 485.

Eine 5-t-Zug-Druck-Dauerprüfmaschine der DVL.

Von K. Matthaes.

Das Bestreben des Leichtbaues, die Werkstoffe immer höher, bis zur äußersten Grenze auszunutzen, erforderte auch bei der Prüfung der Dauerfestigkeit eine immer weitergehende Anpassung der Versuchsbedingungen an die praktisch vorliegenden Verhältnisse. Es erwies sich daher vielfach auch als notwendig, die Dauerfestigkeit bei wechselnder Zug-Druck-Belastung zu bestimmen. Hierzu wurde die nachstehend beschriebene Zug-Druck-Dauerprüfmaschine bei der DVL entwickelt.

Gliederung.

1. Wirkungsweise der Maschine.
2. Ausführung der Maschine.
3. Versuchsergebnisse.

1. Wirkungsweise der Maschine.

In Abb. 1 ist Aufbau und Wirkungsweise der Maschine schematisch dargestellt. Der Antrieb erfolgt mechanisch durch einen Kurbeltrieb 1. Die Kraft wird durch eine Pleuelstange 2 auf den größeren Arm eines Winkelhebels 3 übertragen. Der kleinere Arm dieses Hebels ist durch eine zweite Pleuelstange 4 mit einer Geradföhrung 5 verbunden, die den einen Einspannkopf für den Probestab 6 trägt. Der andere Einspannkopf ist an der Ringfeder 7 angeordnet, die am Maschinenrahmen befestigt ist.

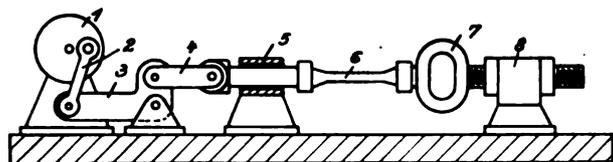


Abb. 1. Schema der Zug-Druck-Dauerprüfmaschine.

- | | |
|------------------|------------------|
| 1 = Kurbel | 5 = Geradföhrung |
| 2 = Pleuelstange | 6 = Probestab |
| 3 = Winkelhebel | 7 = Meßfeder |
| 4 = Schubstange | 8 = Widerlager |

2. Ausführung der Maschine.

Die Kurbel 1 ist verstellbar (als Exzenter) ausgebildet, um die Größe der Wechselverformung und damit die Höhe der Wechselbelastung einstellen zu können. Der Winkelhebel 3 besteht aus einer einfach gekröpften Kurbelwelle, die an beiden Seiten (Hauptzapfen) auf dem Maschinenrahmen gelagert ist. Der größere Hebelarm ist an den Kurbelwangen angreifend befestigt, so daß durch die Bewegung dieses Hebelarmes die Kurbel kleine Drehbewegungen ausführt. Die Pleuelstange 4 greift an der Kröpfung (Pleuelzapfen) an; die Länge des kleinen Hebelarmes ist also gleich dem Kurbelradius. — Der Maschinenrahmen besteht aus zwei zu beiden Seiten des Probestabes liegenden Stangen. Diese tragen am einen Ende die Geradföhrung des Einspannkopfes und das Hebellager, am anderen Ende das Widerlager mit der Meßfeder. Um Probestäbe von ganz verschiedener Länge prüfen zu können, ist dieses Widerlager verschiebbar angeordnet und kann in verschiedenen Stellungen durch Paßbolzen und Keile festgestellt werden. Dazwischenliegende Einstellungen werden dadurch ermöglicht, daß die Befestigung der Meßfeder (und damit des Einspannkopfes) am Widerlager durch eine verstellbare Spindel erfolgt. Hierdurch läßt sich auch die statische Vorspannung der Probe einstellen. — Der ganze Rahmen ruht auf einem Bett aus starkem Profilleisen.

Die Antriebskurbel ist in Kugellagern, die Pleuelstange 2 in Rollenlagern gelagert. Alle übrigen Lager sind Gleitlager mit Bronzebuchsen und Druckölschmierung. Der erforderliche Öldruck von 6 bis 8 at wird durch eine Zahnradpumpe geliefert. Um auch bei einer Störung in der Ölzufuhr und Nachlassen des Öldruckes eine Beschädigung der Maschine

mit Sicherheit auszuschließen, ist ein vom Öldruck betätigter Schalter angebracht, der beim Nachlassen des Druckes den Antriebsmotor abschaltet. Zur Inbetriebsetzung der Maschine wird der Schalter von Hand festgehalten.

Die Messung der Beanspruchung erfolgt mit Hilfe der Meßfeder (Ringfeder) 7. Der Federweg wird zur Drehung eines Hohlspiegels benutzt, der das Glühfadenbild einer kleinen Glühlampe auf eine Skala projiziert. Das Skalensbild wird durch eine Lupe betrachtet. Der Spiegel selbst ist in ähnlicher Weise wie beim Martensschen Spiegelapparat an einer Doppelschneide befestigt. Diese befindet sich zwischen einer festen und einer federnd aufliegenden Pflanne, die je mit einem Ende der Meßfeder verbunden sind.

Die Bestimmung der Beanspruchungszahl erfolgt durch ein Zählwerk, das über eine Schneckenübersetzung 1:50 von der Hauptwelle betätigt wird.

Durch eine besondere Vorrichtung wird beim Bruch des Probestabes und auch beim stärkeren Fließen desselben der Antriebsmotor der Maschine abgeschaltet. Sie beruht darauf, daß während der Zugphase eine Dehnung der Meßfeder erfolgt, die nach dem Bruch des Probestabes wegfällt. Durch die Dehnung der Meßfeder wird eine mit dieser verbundene Kontaktvorrichtung während der Zugphase geschlossen. Eine zweite Kontaktvorrichtung, die unmittelbar vom Maschinenhub betätigt wird, ist stets nur während der Druckphase geschlossen. Die beiden Kontaktvorrichtungen sind miteinander parallel geschaltet und liegen im Stromkreis der Nullspannungsauslösespule vom Schalter des Antriebsmotors. Daher ist ein dauernder Stromschluß herzustellen, solange der Probestab unversehrt ist. Bricht nun der Probestab, so fällt die Streckung der Meßfeder während der Zugphase weg und der Stromkreis ist während dieser Halperiode geöffnet. Der Nullspannungsauslöser schaltet dann sofort den Antriebsmotor ab. Die einmal richtig eingestellten Schaltkontakte wirken sowohl bei Wechselbeanspruchung von beliebiger Höhe wie bei Zug-Ursprungs-

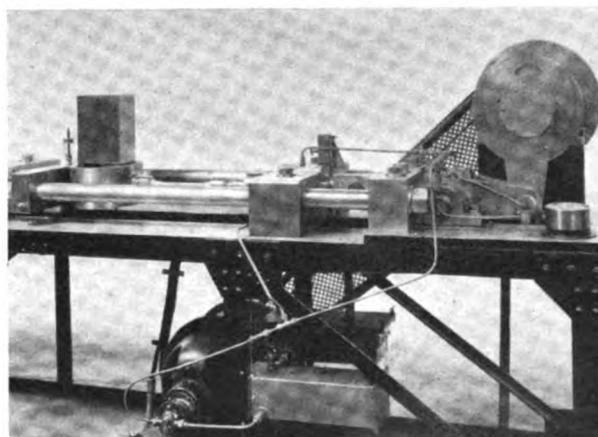


Abb. 2. Seitenansicht der Zug-Druck-Dauerprüfmaschine.

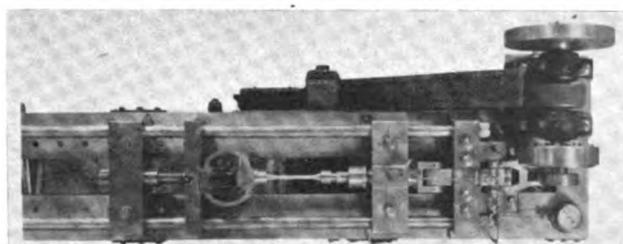


Abb. 3. Aufsicht auf die Zug-Druck-Dauerprüfmaschine.

beanspruchung (ohne Einstellungsänderung) richtig und schalten den Antriebsmotor sowohl beim Bruch wie beim stärkeren Fließen des Probestabes in Zugrichtung ab.

Der Antrieb der Maschine erfolgt durch einen Elektromotor von 2 kW Leistung mittels Riementrieb. Die Drehzahl der Maschine ist 800 U/min.

Mit der Maschine kann eine Wechselbelastung von ± 5 t oder eine beliebig aus statischem und dynamischem Anteil zusammengesetzte Beanspruchung, deren obere Grenze 5 t nicht überschreitet, auf den Probestab aufgebracht werden. Es können Stahlproben bis 80 mm² Querschnitt (entsprechend einem Rundstab von 10 mm Dmr.) und Leichtmetallproben bis zu 250 mm² Querschnitt (entsprechend einem Rundstab von 18 mm Dmr.) geprüft werden. Die Probekörper können eine Länge bis zu 800 mm aufweisen. Auch ist die Prüfung breiterer Konstruktionsteile und die Prüfung von Stäben bei höherer Temperatur (wichtig z. B. bei Ventilstählen) ohne weiteres möglich, da der lichte Ab-

stand der Säulen 290 mm beträgt (so daß ein kleiner elektrischer Ofen dazwischengebracht werden kann).

Die Abb. 2 und 3 zeigen die Ausführung der Maschine.

3. Versuchsergebnisse.

Die bisher an glatten Proben auf der Maschine durchgeführten Versuche ergaben Werte für die Zug-Druck-Schwingungsfestigkeit, die etwas niedriger liegen als die am gleichen Werkstoff ermittelten Werte für die Biegeschwingungsfestigkeit. Dies steht in guter Übereinstimmung mit den an anderen Stellen gefundenen und aus dem Schrifttum bekannt gewordenen Ergebnissen. So ergab z. B. eine Versuchsreihe mit Proben aus Duralumin 681 B (Stangenmaterial), eine Zug-Druck-Schwingungsfestigkeit $\sigma_w = 12,5 \text{ kg/mm}^2$ (bezogen auf 10 Millionen Perioden), während entsprechende Versuche auf der Dauerbiegemaschine von Schenck für die Biege-Schwingungsfestigkeit $\sigma_w' = 14,5 \text{ kg/mm}^2$ ergaben. Das Verhältnis σ_w/σ_w' ist somit 0,86.

JUL 24 1935

LUFTFAHRT- FORSCHUNG

Mit Beiträgen der nachstehenden Institute:

Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, E.V., Berlin-Adlershof • Aerodynamische Versuchsanstalt beim Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung, Göttingen • Aerodynamisches Institut der Technischen Hochschule Aachen • Aerodynamisches Institut an der Technischen Hochschule Darmstadt • Institut für Aerodynamik und Flugtechnik der Technischen Hochschule Hannover • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Stuttgart • Forschungsinstitut für Kraftfahrwesen und Fahrzeugmotore an der Technischen Hochschule Stuttgart • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Berlin • Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug, Flugplatz Griesheim b. Darmstadt • Professor Dr.-Ing. Flügel u. a.

Herausgegeben von der
**Zentrale für technisch-wissenschaftliches Berichtswesen
über Luftfahrtforschung (ZWB)**



INHALT:

- Verfahren zur Bestimmung der Auftriebsverteilung längs der Spannweite.** Von A. Lippisch. Seite 89
- Ein neues Verfahren zur Prüfung des Aufreißwiderstandes metallischer Werkstoffe.** Von P. Brenner. Seite 107
- Vergleich der Korrosionsbeständigkeit von 11 Leichtmetallen bei Natur- und Laboratoriumsversuchen.** Von E. K. O. Schmidt und E. Böschel . . . Seite 116

VERLAG VON R. OLDENBOURG, MÜNCHEN-BERLIN

EINE WERTVOLLE ERGÄNZUNG
ZUR „LUFTFAHRT-FORSCHUNG“
STELLT DIE ZEITSCHRIFT

DEUTSCHE LUFTWACHT

AUSGABE: LUFTWISSEN

dar. Die Zeitschrift ist zu beziehen vom Verlag E. S. Mittler & Sohn, Berlin SW 68, vom Verlag R. Oldenbourg, München 1, sowie durch alle Buchhandlungen

PREIS DES JAHRGANGS

im Inland RM. 12.-
im Ausland RM. 18.-

FORSCHUNGSERGEBNISSE
DES VERKEHRSWISSENSCHAFTLICHEN
INSTITUTS FÜR LUFTFAHRT
AN DER TECHNISCHEN HOCHSCHULE STUTTGART
Herausgegeben von Prof. Dr.-Ing. CARL PIRATH

DER SCHNELLVERKEHR IN DER LUFT

und seine Stellung im neuzeitlichen Verkehrswesen

Lex.-8°. 73 Seiten, 31 Abbildungen. Preis RM. 4.80

Inhalt:

„Die allgemeinen Grundlagen des Schnellverkehrs
in der Luft“

Von Prof. Dr.-Ing. C. Pirath

„Betriebs- und verkehrswirtschaftliche Untersuchungen
über den Schnellverkehr in der Luft“

Von Dr.-Ing. H. Zöllner

Das Heft hat sich die Aufgabe gestellt, die verkehrswirtschaftlichen Grundlagen und Auswirkungen der Entwicklung im gesamten Verkehrswesen zu untersuchen und speziell für den Schnellverkehr in der Luft festzustellen, ob er die Wirtschaftlichkeit im Luftverkehr besser zu fördern vermag als der bisherige langsame Luftverkehr. Es wurde den psychologischen, wirtschaftlichen und kulturellen Motiven und Folgeerscheinungen des Schnellverkehrs im Verkehrswesen nachgegangen, um Art und Lage der Nachfrage oder des Bedürfnisses nach Schnelltransport zu klären. Aus der Untersuchung der technischen, betrieblichen, organisatorischen und wirtschaftlichen Voraussetzungen für den Schnellverkehr zu Lande und in der Luft ergaben sich Grundlinien für ihre gegenseitige Abgrenzung. Das Heft hat daher weit über den eigentlichen Bereich des Luftverkehrs hinaus grundsätzliche Bedeutung für alle Verkehrsmittel und ihre zukünftige Verkehrsarbeit.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung!

VERKEHRSWISSENSCHAFTLICHE
LEHRMITTELGESELLSCHAFT M. B. H.
bei der Deutschen Reichsbahn, Berlin W 9

Luftfahrt-Forschung

Jährlich erscheint ein Band (bestehend aus 8 Heften) zum Preise von RM. 16.—. Bestellungen können bei jeder Buchhandlung oder beim Verlag aufgegeben werden.

R. Oldenbourg · München 1 und Berlin

Verlangen Sie

unverbindlich ein Angebot über den günstigen Bezug von „Luftfahrt-Forschung“ Bd. 1–10. Preisermäßigung und Ratenzahlung bei Bezug aller Bände. Band II (1934): 244 Seiten, 452 Abb., ist zum Preise von RM. 16.— lieferbar.

Forschungsergebnisse des Verkehrswissenschaftlichen Instituts für Luftfahrt an der Techn. Hochschule Stuttgart

Herausgegeben von Prof. Dr.-Ing. CARL PIRATH

Heft 1: **Die Probleme und das Verkehrsbedürfnis im Luftverkehr.** 36 S., 12 Abb., 9 Tab. Lex.-8°. 1929. M. 2.70

Heft 2: **Gestaltung des Weltluftverkehrsnetzes und seiner Flughafenanlagen.** 75 S., 42 Abb., 5 Tab. Lex.-8°. 1930. M. 4.50

Heft 3: **Grundlagen und Stand der Wirtschaftlichkeit im Luftverkehr.** 91 S., 9 Abb., 31 Tab. Lex.-8°. 1930. M. 4.50

Heft 4: **Die Luftverkehrswirtschaft in Europa und in den Vereinigten Staaten von Nordamerika.** 105 S., 45 Abb., 35 Tab. 1931. M. 8.—

Heft 5: **Die Hochstraßen des Weltluftverkehrs.** 47 S., 5 Abb. 27 Tab. 1932. M. 3.20

Heft 6: **Die Grundlagen der Flugsicherung.** 116 S., 27 Abb. 1933. M. 7.—

R. OLDENBOURG, MÜNCHEN 1 UND BERLIN

Verfahren zur Bestimmung der Auftriebsverteilung längs der Spannweite.

Von A. Lippisch,

Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug, Griesheim bei Darmstadt.

Zur Bestimmung der Auftriebsverteilung wurden bereits verschiedene Verfahren angegeben. Bei der Anwendung dieser Verfahren im praktischen Betriebe stellt sich heraus, daß die Durchführung erheblichen Zeitaufwand kostet, und andererseits Spezialkenntnisse erfordert, die bei dem in der Praxis arbeitenden Ingenieur nicht immer vorausgesetzt werden können. Um diese Schwierigkeiten zu umgehen, wurde ein neues Verfahren entwickelt, welches bereits in erster und zweiter Näherung brauchbare Ergebnisse für den praktischen Bedarf liefert.

Gliederung.

- I. Zweck und Ziel der Auftriebsverteilung.
- II. Allgemeine Grundlagen aus der Tragflügeltheorie.
- III. Gliederung der Auftriebs- und Anstellwinkelverteilung.
- IV. Entwicklung des Verfahrens.
 1. Allgemeine Ableitung.
 2. Normalverteilung.
 3. Nullverteilung.
 4. Normale Rollverteilung.
 5. Rollnullverteilung.
- V. Graphisches Analogon.
- VI. Rechenbeispiele.
- VII. Vergleichsrechnungen.
- VIII. Zusammenfassung.

I. Zweck und Ziel der Auftriebsverteilung.

Die Entwicklung des Flugzeugs strebt in erster Linie nach der Verbesserung der Flugleistungen. Deshalb erkennt man an allen modernen Flugzeugentwürfen das Bestreben des Konstrukteurs, die Restwiderstände weitgehend zu vermindern. Damit tritt der nützliche Flügelwiderstand immer stärker in den Vordergrund. Während man früher diesen Flügelwiderstand im großen und ganzen abschätzte, geht man nun dazu über, die Wirkung der einzelnen Flügелеlemente zu bestimmen, um so bis ins einzelne die günstigste Gestaltung des Flügels für die gegebene Bauaufgabe im Entwurf festlegen zu können. Neben den Flugleistungen gibt es dann noch eine Reihe anderer wichtiger Faktoren, die die Gestaltung des Flügels im Entwurf beeinflussen. Dies sind einmal die gewünschten Flugeigenschaften, wobei sowohl Querstabilität, Kursstabilität als auch Längsstabilität durch die Flügelgestalt beeinflußt werden. Andererseits wird man bestrebt sein, die Grundsätze zur aerodynamisch günstigen Gestaltung des Flügels mit statischen Forderungen in Einklang zu bringen. Da die Auftriebsverteilung zugleich die Grundlagen für die Lastverteilungen in den verschiedenen Betriebszuständen liefert, ist eine direkte Verbindung beider Problemstellungen durchführbar. Schließlich müssen noch Herstellungs- und Betriebsbedingungen bei der Gestaltung des Flügels berücksichtigt werden, und zwar ist dabei an die Forderungen einfacher Bauweise, sowie die sich aus dem Verwendungsbereich des Flugzeugs ergebenden besonderen Betriebseigenschaften zu denken.

Von all diesen Faktoren wird der Entwurf beeinflußt, und es ist die Aufgabe der aerodynamischen Berechnung des Tragflügels, die Wirkungen solcher Maßnahmen festzustellen und die günstigste Abwägung verschiedener entgegengesetzten Forderungen herzustellen.

Im folgenden sei dies an einigen Beispielen erläutert. Als günstigste Auftriebsverteilung bei begrenzter Spannweite ist die elliptische Auftriebsverteilung bekannt. Fordert

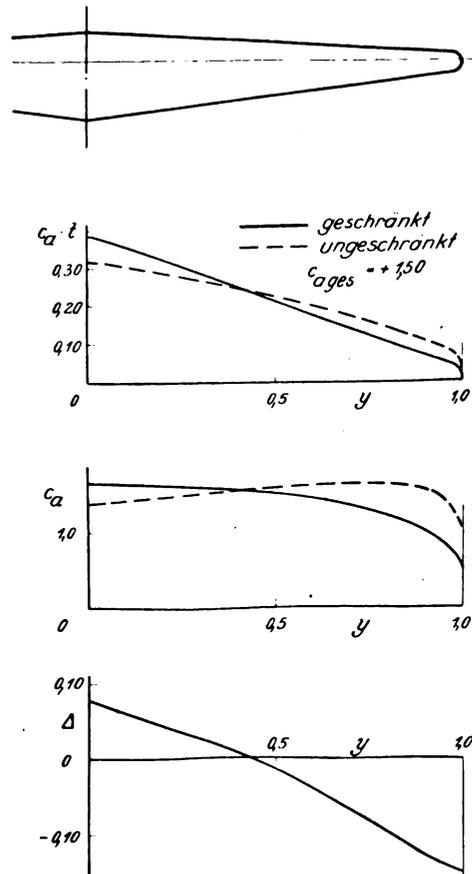


Abb. 1. c_a -Verlauf eines Spitzflügels mit und ohne Schränkung.

man andere Grenzbedingungen, wie beispielsweise günstige Biegemomentenverteilungen, so ergeben sich die von L. Prandtl¹⁾ abgeleiteten Beziehungen. Es darf weiterhin als bekannt vorausgesetzt werden, daß eine schwache Abweichung von der rein elliptischen Auftriebsverteilung, wie sie bei gebräuchlichen Flügeln vorkommt, keinen wesentlichen Einfluß auf die Vergrößerung des induzierten Widerstandes besitzt. Die Wirkung der Änderung der Auftriebsverteilung auf den induzierten Widerstand ist in verschiedenen Arbeiten bereits eingehend untersucht worden.

Wichtig ist es hingegen festzustellen, ob die verwendete Flügelform in Grenzlagen ungünstige Flugeigenschaften infolge der Auftriebsverteilungsform zeigen wird. Eine solche Untersuchung ist beispielsweise bei der Verwendung von Spitzflügeln wesentlich. Der in Abb. 1 dargestellte Trapezflügel hat bei konstantem Profil und Anstellwinkel die gestrichelt dargestellte Auftriebsverteilung. Bestimmt man

¹⁾ L. Prandtl, Über Tragflügel kleinsten Widerstandes. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 24 (1933), Nr. 11.

hieraus die spezifische Belastung der einzelnen Flügелеlemente, d. h. den c_a -Beiwert, so stellt man fest, daß der Verlauf dieses Beiwertes längs der Spannweite ein deutliches Maximum gegen das Flügelende hin zeigt. Bei Betriebszuständen mit großem Gesamtauftrieb wird das Abreißen also in der Gegend dieses Maximums beginnen. Da die kleinste Unsymmetrie der Anströmung oder auch der Bauausführung ein einseitiges Abreißen der Strömung an einem Außenflügel hervorrufen würde, so wird ein solcher Flügel an der Grenze des Auftriebs quer- und kursinstabil werden. Man muß also die Auftriebsverteilung dergestalt ändern, daß das Maximum des Auftriebsbeiwertes gegen die Flügelmitte hin verschoben wird. Dies erreicht man durch gleichseitige Verwindung des Flügels, kurz Schränkung genannt, und die Abbildung zeigt, daß infolge der Schränkung die beabsichtigte Wirkung eintritt. Die Änderung der Auftriebsverteilung ist dabei nur schwach und hat auf die Flugleistungen praktisch keinen Einfluß.

Wie bereits oben ausgeführt ist, ist die Kenntnis der Auftriebsverteilung bei den verschiedensten Betriebszuständen für die Festigkeitsrechnung eine unumgängliche Grundlage. Man hat sich bisher mit empirischen Lastannahmen begnügt und vorausgesetzt, daß diese empirischen Lastannahmen die in Wirklichkeit vorkommenden Belastungen überdecken. Für den geraden ungeschränkten Flügel mag diese Annahme unter gewissen Einschränkungen ausreichen, bei gleichseitig verwundenen Flügeln führt sie jedoch zu Trugschlüssen, die eine wesentliche Unterdimensionierung der Bauelemente des Flügels zur Folge haben können. Die Auftriebsverteilungen bei verschiedenen Flugzuständen, gekennzeichnet durch die Größe des Auftriebsbeiwertes $c_{a\text{ges}}$ des ganzen Flügels, sind in Abb. 2 für den in Abb. 1 behandelten Flügel dargestellt. Nun ändert sich der stationäre Staudruck in den verschiedenen Flugzuständen so, daß ein kräftiger Anstieg des Staudruckes mit dem Abfall des Auftriebsbeiwertes eintritt. Zeichnen wir uns also die Lastverteilungen — gekennzeichnet durch den Verlauf von $c_a \cdot t \cdot q$ — auf, so erkennen wir, daß beträchtliche Änderungen der Lastverteilung bei verschiedenen Betriebszuständen eintreten. Insonderheit zeigt sich, daß

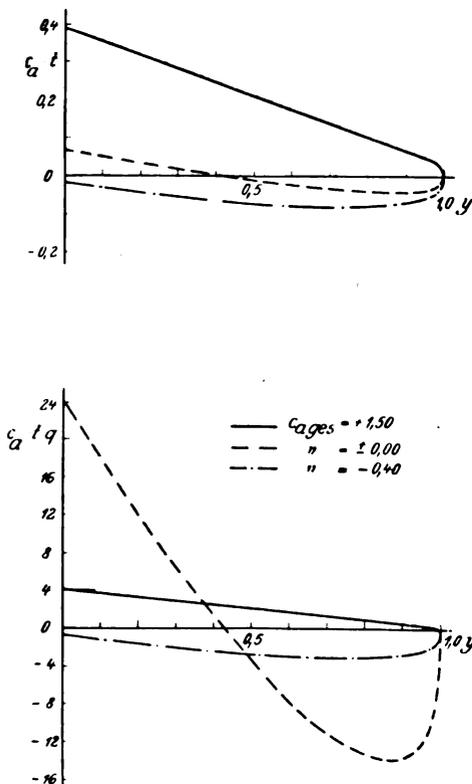


Abb. 2. Lastverteilung eines geschränkten Spitzflügels.

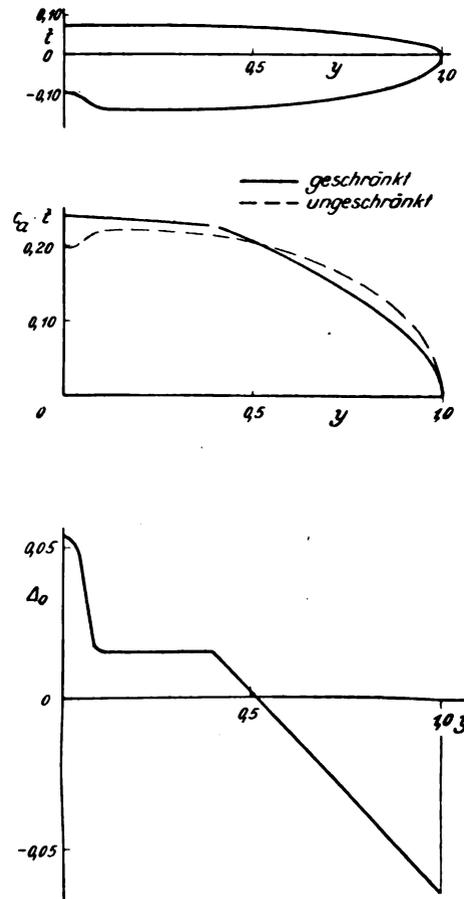


Abb. 3. Flügel mit Ausschnitt.

die Biegemomente im Sturzflug und Rückenflug große Beanspruchungen im Außenflügel hervorrufen, so daß auf Grund einer empirischen Lastannahme dimensionierte Holm bei diesen Beanspruchungen mit zu geringer Sicherheit gebaut wäre.

Es würde zu weit führen, diese Betrachtung noch auf die Querruderwirkung und den Drehmomentenverlauf auszudehnen. Es zeigt sich jedoch, daß der statisch scheinbar günstige Spitzflügel nach aerodynamischen Gesichtspunkten umgeformt einen großen Teil dieser Vorteile einbüßt.

In vielen Fällen wird man gezwungen sein, die schlichte Umrißform des Flügels durch Ausschnitte oder Anbauten zu verändern. Solche örtlichen Veränderungen der Tiefenverteilung müssen mit einer gewünschten Auftriebsverteilung so in Einklang gebracht werden, daß keine krassen Störungen des Auftriebsverlaufes in dem Gebiete normaler Betriebszustände eintreten. Die Arbeiten von Muttray²⁾, Göttingen, haben diese Frage dahingehend geklärt, daß die örtliche Tiefenänderung durch eine entgegengesetzte Anstellwinkeländerung bzw. Wölbungsänderung ausgeglichen werden muß. Das Mittelstück des in Abb. 3 dargestellten Flügels mit Ausschnitt muß also größere Anstellwinkel bzw. Profile mit größerer mittlerer Wölbung erhalten.

In umgekehrter Weise verfährt man mit den nach dem Rumpf zu verbreiterten Flügelübergängen oder auch mit Flügelanbauten. Die Größe dieser Anstellwinkel- und Profiländerungen kann aus der Auftriebsverteilungsrechnung eindeutig abgeleitet werden, und der Aerodynamiker ist in der Lage, den Flügel den gewünschten Betriebsverhältnissen entsprechend zu gestalten.

An Hand dieser wenigen Beispiele ist die Notwendigkeit der Durchführung von Auftriebsverteilungsrechnungen bereits

²⁾ H. Muttray, Versuche über die Ausbildung der Flügelwurzel von Tiefdeckern. Ergeb. A. V. A. Göttingen, Lfg. 4. H. Muttray. Neuere Messungen an Flügeln mit Ausschnitten. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 20 (1929), Nr. 7. H. Muttray, Die aerodynamische Zusammenfügung von Tragflügel und Rumpf. Luftf.-Forschg. Bd. 11 (1934), Nr. 5.

eindeutig gekennzeichnet. Wenn trotzdem die Anwendung dieser aus der Tragflügeltheorie abgeleiteten Erkenntnisse noch nicht Allgemeingut des produktiv tätigen Flugzeugbauers geworden ist, so ist dieser Umstand wohl in der Hauptsache darauf zurückzuführen, daß die bisher bekannten Verfahren beträchtliche Rechenarbeit erfordern und in den meisten Fällen sowohl die Zeit als auch die geschulten Mitarbeiter für derartige Aufgaben nicht zur Verfügung stehen. Die Flugzeugbaupraxis braucht jedoch ein Verfahren, welches in erster Näherung für den Entwurf brauchbare Ergebnisse liefert und bei dem die Beziehungen zur Bestimmung einer solchen Näherung den üblichen flugtechnischen Begriffen angeglichen sind. Für eine eingehende Durcharbeitung der Einzelfragen müssen sich verbesserte Werte aus der anfänglichen Näherungsrechnung ableiten lassen, wobei die Lösung schwerfälliger Gleichungssysteme von vornherein vermieden werden muß.

Aus diesen Forderungen heraus entstand das hier dargestellte Verfahren zur Ermittlung der Auftriebsverteilung. Da das Verfahren im praktischen Betriebe entstand, erfüllt es die oben festgestellten Forderungen.

II. Allgemeine Grundlagen aus der Tragflügeltheorie.

Bezeichnungen:

- Γ Zirkulation,
 - c_a Auftriebsbeiwert,
 - c_{mq} Rollmomentenbeiwert,
 - $c_{m\alpha}$ Kursmomentenbeiwert,
 - F Flügelfläche (m²),
 - b Spannweite (m),
 - t Flügeltiefe (m),
 - y Abszisse längs der Spannweite,
 - v Strömungsgeschwindigkeit im Unendlichen (m/s) (Fluggeschwindigkeit),
 - w induzierte Abwärtsgeschwindigkeit am Tragflügel (m/s),
 - α Anstellwinkel, bezogen auf die ursprüngliche Strömungsrichtung,
 - α_i induzierter Anstellwinkel am Tragflügel,
- $2 \cdot \pi \cdot \eta = \left[\frac{\partial c_a}{\partial \alpha} \right]_{\infty} =$ Auftriebsanstieg in zweidimensionaler Strömung,
- ρ Luftdichte $\left[\frac{k^2 \cdot s^2}{m^4} \right]$,
- φ Winkelabszisse der Spannweite definiert durch:

$$\cos \varphi = -\frac{y}{b/2}.$$

Wie bekannt, bildet die Prandtl'sche Tragflügeltheorie die Grundlage zur Auftriebsverteilungsberechnung. Man kann sich deshalb darauf beschränken, die für das Verständnis des folgenden wesentlichen Beziehungen anzugeben.

Der Auftrieb des einzelnen Flügелеlementes ist eine Funktion der Zirkulation. Es ist:

$$A = \rho \cdot v \cdot \Gamma$$

der Auftrieb pro Längeneinheit.

Demnach ist:

$$\Gamma = c_a \cdot t \cdot \frac{v}{2},$$

da der Auftrieb pro Längeneinheit bekanntlich

$$A = c_a \cdot t \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v^2$$

ist.

Die Zirkulationsverteilung ist eine Funktion der Spannweite

$$\Gamma = F(y).$$

Die durch diese Zirkulationsverteilung bedingte Abwärtsgeschwindigkeit an der Stelle y_p ist:

$$w_p = \frac{1}{4 \cdot \pi} \cdot \int_{-b/2}^{+b/2} \frac{\partial \Gamma}{\partial y} \cdot \frac{dy}{y_p - y}.$$

Infolge der induzierten Abwärtsgeschwindigkeit wird der Anstellwinkel am Ort des Flügels um den induzierten Anstellwinkel verkleinert. Es ist

$$\operatorname{tg} \alpha_i = \frac{w}{v},$$

wobei man wegen der Kleinheit des Winkels statt der Tangente den Winkel selbst einführt ($\operatorname{tg} \alpha_i \cong \alpha_i$).

Ersetzt man fernerhin die Zirkulation durch den oben angegebenen Ausdruck, so erhält man:

$$\alpha_i = \frac{1}{8 \cdot \pi} \cdot \int_{-b/2}^{+b/2} \frac{\partial (c_a \cdot t)}{\partial y} \cdot \frac{dy}{y_p - y} \cdot \dots \dots \dots (1)$$

An Stelle der Zirkulationsverteilung führen wir also die Auftriebsverteilung ein als

$$c_a \cdot t = f(y).$$

Der Auftriebsbeiwert c_a seinerseits ist eine Funktion des effektiven Anstellwinkels, der am Orte des Flügels wirksam ist. Es ist

$$\left. \begin{aligned} c_a &= 2 \cdot \pi \cdot \eta \cdot \alpha_{\text{eff}} \\ &= 2 \cdot \pi \cdot \eta \cdot (\alpha - \alpha_i) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

Hieraus ergibt sich die Integralgleichung für die Auftriebsverteilung:

$$c_a \cdot t = 2 \cdot \pi \cdot \eta \cdot t \cdot \left[\alpha - \frac{1}{8 \cdot \pi} \cdot \int_{-b/2}^{+b/2} \frac{\partial (c_a \cdot t)}{\partial y} \cdot \frac{dy}{y_p - y} \right] \cdot \dots (3)$$

oder

$$\begin{aligned} c_a \cdot t &= 2 \cdot \pi \cdot \eta \cdot t \cdot \left[\alpha - \frac{\eta}{4} \int_{-b/2}^{+b/2} \frac{\partial (\alpha \cdot t)}{\partial y} \cdot \frac{dy}{y_p - y} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\eta}{4} \int_{-b/2}^{+b/2} \frac{\partial (\alpha_i \cdot t)}{\partial y} \cdot \frac{dy}{y_p - y} \right] \cdot \dots \dots (3a)^3 \end{aligned}$$

III. Gliederung der Auftriebs- und Anstellwinkelverteilung.

Die durch den Verlauf von $c_a \cdot t$ gegebene Auftriebsverteilung kann man sich entstanden denken aus einer Summe von Elementarverteilungen. Damit ist es möglich, jede Elementarverteilung getrennt zu behandeln und eine beliebige Gesamtverteilung für die gewünschten Betriebsbedingungen herzustellen. Diese Elementarverteilungen sind (Abb. 4):

1. Die Normalverteilung $c_a \cdot t_{\text{norm}}$. Dies ist diejenige Auftriebsverteilung, bei der der Anstellwinkel an allen Stellen des Flügels gleich ist, also $\alpha = \text{konst.}$ Die Normalverteilung ist abhängig von der Umrißform des Flügels und ändert sich affin mit dem Anstellwinkel bzw. mit dem Gesamtauftrieb.
2. Die Nullverteilung $c_a \cdot t_f$. Diese Auftriebsverteilung wird hervorgerufen durch einen gleichseitigen teils positiven, teils negativen Anstellwinkelverlauf. Die dadurch erzeugten positiven und negativen Teilauftriebe heben sich gegenseitig auf, so daß der Gesamtauftrieb der Nullverteilung eines Halbflügels stets gleich Null ist. Der Anstellwinkelverlauf entspricht also einer gleichseitigen Verwindung, kurz Schrängkung genannt. Die Gestalt der Nullverteilung ist durch Umrißform und Schrängkungsverlauf bestimmt. Sie ist unabhängig von der Änderung des Gesamtauftriebes bzw. des Gesamtanstellwinkels des Flügels.
3. Die normale Rollverteilung $c_a \cdot t_r$. Dieser Anteil der Auftriebsverteilung wird durch Drehung des Flügels um die Längsachse des Flugzeuges, d. h. durch eine Rollbewegung hervorgerufen und kann durch einen gradlinigen Verwindungsverlauf erzeugt gedacht werden.

³⁾ Die Behandlung der Aufgabe durch weitere Umformung dieser Integralgleichung sei einer späteren Arbeit vorbehalten.

den. Der zugehörige Anstellwinkel ist dem Abstand des betreffenden Flügелеlementes von der Längsachse direkt verhältig, also $\alpha_y = \text{konst.}$ Der Verlauf der normalen Rollverteilung ist abhängig von der Flügelumrißform und ändert sich affin mit dem Rollmoment bzw. $\frac{\alpha_Q}{y}$.

4. Die Rollnullverteilung $\alpha \cdot t_{lQ}$. Dieser Anteil der Auftriebsverteilung entsteht bei einer stationären Rollbewegung des Flügels um seine Längsachse mit entsprechendem Querruderausschlag. Das durch Querruderausschlag erzeugte Rollmoment wird infolge der hierbei eintretenden Rollbewegung ausgeglichen, so daß die durch diese Bewegung hervorgerufene Auftriebsverteilung kein Rollmoment erzeugt. Die Rollnullverteilung ist abhängig von der Umrißform des Flügels und des Querruders. Sie ändert sich affin mit dem Querruderausschlag.

Aus diesen vier Elementarverteilungen wird die Gesamtverteilung eines Betriebszustandes zusammengesetzt. Handelt es sich um einen Flugzustand ohne Querruderausschlag, so treten die Rollverteilungen nicht in Erscheinung, die Normalverteilung und die der Schränkung des Flügels entsprechende Nullverteilung ermöglichen die Bestimmung aller Betriebszustände im Bereiche geradlinigen Auftriebsanstieges. Für Flugzustände im überzogenen Bereich gelten die aus geradlinigem Auftriebsanstieg gewonnenen Ergebnisse nur mit gewissen Einschränkungen, und es wird späterhin gezeigt werden, daß solche Flugzustände ebenfalls rechnerisch behandelt werden können. Tritt nun ein Querruderausschlag hinzu, so wird sich zuerst eine zusätzliche Auftriebsverteilung einstellen, die das betreffende Querruderrollmoment erzeugt. Die Größe dieses Rollmomentes bestimmt die Größe der normalen Rollverteilung. Fügt man zu dieser die Rollnullverteilung für den betreffenden Querruderausschlag hinzu, so erhält man die zusätzliche Querruderauftriebsverteilung zu Beginn der Rollbewegung. Im weiteren Verlauf der Rollbewegung tritt dann ein Momentenausgleich ein, so daß im Endzustand das Rollmoment Null wird, also auch die normale Rollverteilung Null wird. Es ist dann lediglich die dem Querruderausschlag entsprechende Rollnullverteilung hinzuzufügen.

Den vier Elementarverteilungen entsprechen wiederum vier Anteile des Gesamtanstellwinkels. Diese sind:

1. Der mittlere Anstellwinkel α_m . Er hat an allen Stellen des Flügels die gleiche Größe und ist dem Gesamtauftrieb direkt proportional. Wird $\alpha_m = \text{Null}$, so wird auch der Gesamtauftrieb = Null.
2. Der Schränkungswinkel Δ . Der Verlauf des Schränkungswinkels entspricht einer gleichseitigen Verwindung des Flügels, so daß beispielsweise im

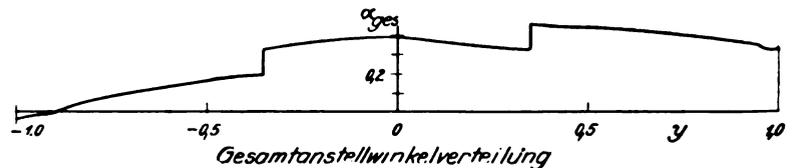
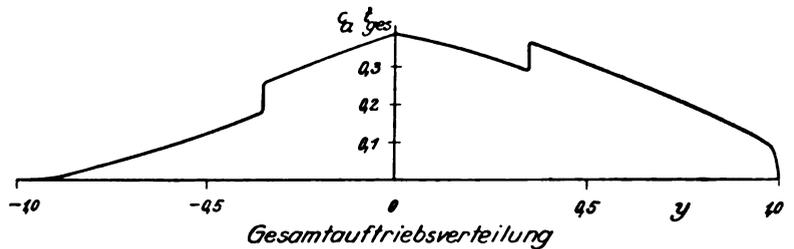
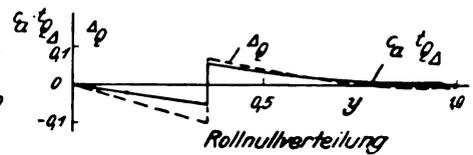
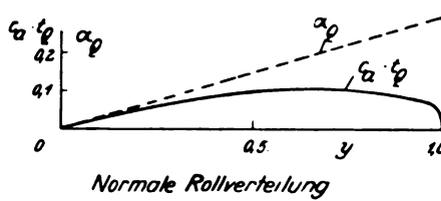
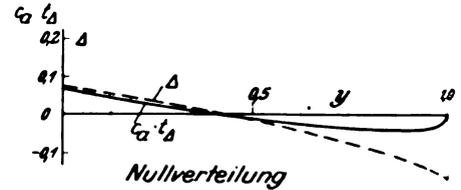
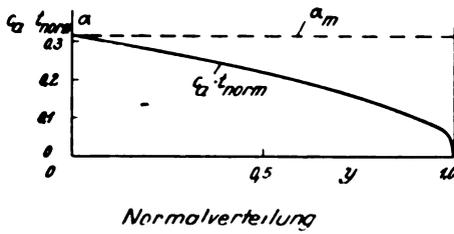
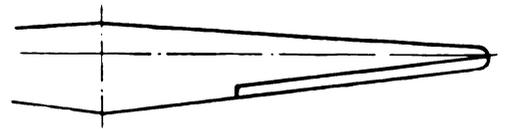


Abb. 4. Darstellung der Elementarauftriebsverteilungen und der dazugehörigen Anstellwinkelverteilungen.

Mittelflügel positive und am Außenflügel negative Δ -Werte in Erscheinung treten. Da der Verlauf des Schränkungswinkels durch konstruktive Maßnahmen hervorgerufen werden kann (Profil- oder Einstellwinkelveränderung), kann der Schränkungswinkel während des Fluges nicht geändert werden. Es sei denn, daß am Flügel angebrachte Klappen gleichsinnig verstellt werden können (Landeklappen, Trimmklappen, Differentialquerruder⁴⁾).

3. Der mittlere Rollwinkel α_Q . Wie bereits gesagt, ist α_Q dem Abstand von Flügelmitte direkt verhältig, der Verlauf von α_Q ist also stets eine Gerade durch den Ursprung, so daß $\frac{\alpha_Q}{y}$ an allen Stellen des Flügels den gleichen Wert besitzt.
4. Der Rollschränkungswinkel Δ_Q . Der Rollschränkungswinkel entsteht als Differenz zwischen dem durch Querruderausschlag hervorgerufenen zusätzlichen Anstellwinkelverlauf und demjenigen mittleren Roll-

⁴⁾ Die Querrudereinstellung beim Differentialantrieb entspricht nämlich dem Ausschlag ohne Ausschlag beim gleichsinnigen Hochziehen beider Querruder.

winkel, der gleiches Rollmoment erzeugen würde. Der Rollschränkungswinkel erzeugt also eine zusätzliche Auftriebsverteilung ohne Rollmoment.

IV. Entwicklung des Verfahrens.

1. Allgemeine Ableitung.

Zur Berechnung der verschiedenen Auftriebsverteilungen werden in bekannter Weise Fourier-Reihen verwendet. Da die Auftriebsverteilung sich sowohl mit dem Maßstab des Flügels als auch dem Staudruck nur affin ändert, wird als Maßstabeinheit die Halbspannweite eingeführt und der Staudruck gleich 1 eingesetzt. Die Umrechnung der gewonnenen Ergebnisse auf die wahren Abmessungen und Geschwindigkeiten wird durch Erweiterung mit $\frac{b}{2}$ und q ausgeführt. Wir setzen also in der nun folgenden Ableitung:

$$q = 1; \frac{b}{2} = 1$$

und reduzieren sämtliche Längenabmessungen durch Division mit $\frac{b}{2}$ auf die Maßstabeinheit. Die Spannweitenkoordinate y läuft dann von -1 (linke Flügelspitze) über Null (Flügelmitte) nach $+1$ (rechte Flügelspitze). Das Integral zur Bestimmung des induzierten Anstellwinkels wird dann in den Grenzen von -1 bis $+1$ genommen.

Wir setzen die Auftriebsverteilung als Fourier-Reihe an und schreiben:

$$c_a \cdot t = A_1 \cdot \sin \varphi + A_2 \cdot \sin 2 \varphi + A_3 \cdot \sin 3 \varphi + \dots = \sum_1^{\infty} A_n \cdot \sin n \varphi \dots \dots \dots (4)$$

Hierin ist die Winkelabszisse φ mit der Spannweitenabszisse verbunden durch

$$\cos \varphi = -y$$

$$\sin \varphi = \sqrt{1 - y^2}$$

Der induzierte Anstellwinkel ist dann:

$$\alpha_i = \frac{1}{8 \cdot \sin \varphi} [A_1 \cdot \sin \varphi + 2 A_2 \cdot \sin 2 \varphi + 3 A_3 \cdot \sin 3 \varphi + \dots] = \frac{1}{8 \cdot \sin \varphi} \cdot \sum_1^{\infty} n \cdot A_n \cdot \sin n \varphi \dots \dots \dots (5)$$

Der Anstellwinkel ist somit bestimmt als:

$$\alpha = A_1 \cdot \frac{\sin \varphi}{\sin \varphi} \cdot \left[\xi + \frac{1}{8} \right] + A_2 \cdot \frac{\sin 2 \varphi}{\sin \varphi} \cdot \left[\xi + \frac{2}{8} \right] + A_3 \cdot \frac{\sin 3 \varphi}{\sin \varphi} \cdot \left[\xi + \frac{3}{8} \right] + \dots = \sum_1^{\infty} A_n \cdot \frac{\sin n \varphi}{\sin \varphi} \cdot \left[\xi + \frac{n}{8} \right] \dots \dots \dots (6)$$

Hierin ist:

$$\xi = \frac{\sin \varphi}{2 \cdot \pi \cdot t \cdot \eta}$$

eine von der Tiefenverteilung und dem Auftriebswirkungsgrad der einzelnen Flügelquerschnitte abhängige Veränderliche.

Da sowohl in der Reihe für die Auftriebsverteilung als auch in der Reihe für die Anstellwinkelverteilung die Glieder $A_n \cdot \sin n \varphi$ vorhanden sind, kann man die Auftriebsverteilung durch den Anstellwinkelverlauf ausdrücken. Eliminiert man das letzte Glied der Reihe, so erhält man

$$c_a \cdot t = \frac{\sin \varphi}{\xi + \frac{m}{8}} \cdot \left[\alpha + \frac{m-1}{8} \cdot A_1 \cdot \frac{\sin \varphi}{\sin \varphi} + \frac{m-2}{8} \cdot A_2 \cdot \frac{\sin 2 \varphi}{\sin \varphi} + \frac{m-3}{8} \cdot A_3 \cdot \frac{\sin 3 \varphi}{\sin \varphi} + \dots \right] = \frac{\sin \varphi}{\xi + \frac{m}{8}} \cdot \left[\alpha + \sum_{n=1}^{n=m} \frac{m-n}{8} \cdot A_n \cdot \frac{\sin n \varphi}{\sin \varphi} \right] \dots \dots \dots (7)$$

In allen weiteren Rechnungen verwenden wir nun spezielle Formen dieser hier ganz allgemein abgeleiteten Reihe zur Bestimmung der Auftriebsverteilung. Der Gewinn zur Vereinfachung der Rechnung mit Hilfe dieser Umformung liegt nicht allein darin, daß bei einem endlichen Ansatz von Gliedern nur $m - 1$ -Koeffizienten zu bestimmen sind, sondern auch darin, daß bereits unter Berücksichtigung nur weniger Koeffizienten zur Bestimmung einer Näherungslösung diese Näherung bereits einen großen Genauigkeitsgrad erreicht.

Die Koeffizienten A_1 und A_2 sind durch die Wahl des Betriebszustandes bekannt, und zwar bestimmt A_1 den Gesamtauftrieb und A_2 das Rollmoment. Es ist nämlich

$$c_{a \text{ ges}} \cdot F = \int_{-1}^{+1} c_a \cdot t \cdot d y$$

$$\int_{-1}^{+1} c_a \cdot t \cdot d y = \frac{\pi}{2} \cdot A_1$$

$$A_1 = c_{a \text{ ges}} \cdot \frac{F}{\frac{\pi}{2}} \dots \dots \dots (8)$$

ferner

$$\frac{M_q}{q} = \int_{-1}^{+1} c_a \cdot t \cdot y \cdot d y$$

$$\int_{-1}^{+1} c_a \cdot t \cdot y \cdot d y = -A_2 \cdot \frac{\pi}{4}$$

$$A_2 = -\frac{M_q}{\frac{\pi}{4} \cdot q} \dots \dots \dots (9)$$

Damit sind außer α diejenigen Glieder der Reihe bekannt, die den Hauptanteil des Klammersausdrucks ausmachen. Bestimmt man nun hiermit durch Abbrechen der Reihe bei $m = 3$ bzw. $m = 4$ die erste Näherung der Auftriebsverteilung, so ist eine Korrektur durch die Kontrolle des Integrals für den Gesamtauftrieb bzw. des Rollmomentes gegeben. Hieraus bestimmt sich die Korrektur für α_m und α_q , so daß ein Teil der durch Abbrechen der Reihe hervorgerufenen Fehler weiterhin ausgeglichen wird. Dies geht aus der Durchführung der Rechnung im einzelnen hervor.

Zur Bestimmung der vier Elementarverteilungen wird die Reihe für die Gesamtverteilung in die vier Anteile getrennt, und es wird jeder Anteil gesondert berechnet. Die Reihe für die Normalverteilung enthält aus Symmetriegründen nur ungerade Glieder, also A_1, A_3, A_5, A_7 usw. Die Reihe für eine Nullverteilung enthält ebenfalls aus gleichen Gründen ungerade Glieder, fernerhin ist hier $A_1 = 0$, da ja der Gesamtauftrieb einer Nullverteilung = Null gesetzt wurde. Die Reihe für die normale Rollverteilung enthält nur gerade Glieder, da die Ordinaten der Rollverteilung für den linken und rechten Flügel entgegengesetzt gleich sind, also A_2, A_4, A_6 usw. Die Rollnullverteilung enthält die geraden Glieder A_4, A_6 usw., da laut Definition das Rollmoment und damit $A_2 = \text{Null}$ wird.

Die Gesamtverteilung wird gebildet als Summe der vier Elementarverteilungen. Es ist also

$$c_a \cdot t_{\text{ges}} = c_a \cdot t_{\text{norm}} + c_a \cdot t_J + c_a \cdot t_q + c_a \cdot t_{qJ} \dots \dots (10)$$

Die Reihe für die Gesamtverteilung setzt sich also zusammen aus den Reihen der Elementarverteilungen, und zwar werden die Koeffizienten gleicher $\sin n \varphi$ -Glieder addiert.

Die Koeffizienten der Gesamtverteilung werden im folgenden mit großen Buchstaben $A_1, A_2, A_3 \dots A_n$ bezeichnet. Die Koeffizienten der Normalverteilung und der normalen Rollverteilung mit kleinen Buchstaben a_1, a_3, a_5 bis a_{2n+1} bzw. a_2, a_4, a_6 bis a_{2n} . Die Koeffizienten der Nullverteilung bzw. der Rollnullverteilung werden mit kleinen gestrichelten

Buchstaben bezeichnet, also $a'_3, a'_5 \dots a'_{2n+1}$ bzw. $a'_4, a'_6 \dots a'_{2n}$.

2. Normalverteilung.

Wir wollen nun die Bestimmung der Reihen im einzelnen erläutern. Es ist:

$$c_a \cdot t_{\text{norm}} = \frac{\sin \varphi}{\xi + \frac{2m+1}{8}} \cdot \left[\alpha_m + \sum_{n=0}^{n=m} \frac{(2m+1)-(2n+1)}{8} \cdot a_{(2n+1)} \cdot \frac{\sin(2n+1)\varphi}{\sin \varphi} \right],$$

d. h. beispielsweise für $m = 3$

$$c_a \cdot t_{\text{norm}} = \frac{\sin \varphi}{\xi + \frac{7}{8}} \cdot \left[\alpha_m + \frac{3}{4} \cdot a_1 + \frac{2}{4} \cdot a_3 \cdot \frac{\sin 3\varphi}{\sin \varphi} + \frac{1}{4} \cdot a_5 \cdot \frac{\sin 5\varphi}{\sin \varphi} \right].$$

Da für den Verlauf einer Normalverteilung der Gesamtauftrieb und damit auch a_1 lediglich als Maßstabsfaktor auftritt, bilden wir:

$$\frac{c_a \cdot t_{\text{norm}}}{a_1} = \frac{\sin \varphi}{\xi + \frac{2m+1}{8}} \cdot \left[\frac{\alpha_m}{a_1} + \frac{m}{4} + \frac{m-1}{4} \cdot \frac{a_3}{a_1} \cdot \frac{\sin 3\varphi}{\sin \varphi} + \frac{m-2}{4} \cdot \frac{a_5}{a_1} \cdot \frac{\sin 5\varphi}{\sin \varphi} + \dots \right]. \quad (11)$$

Wir müssen nun zuerst den Wert $\frac{\alpha_m}{a_1}$ näherungsweise bestimmen. Es muß ja sein:

$$\int_{-1}^{+1} \frac{c_a \cdot t_{\text{norm}}}{a_1} \cdot dy = \frac{\pi}{2}.$$

Integrieren wir nun die rechte Seite der obigen Gleichung, so erhalten wir als erstes Integral:

$$J_1 = \left[\frac{\alpha_m}{a_1} + \frac{m}{4} \right] \cdot \int_{-1}^{+1} \frac{\sin \varphi}{\xi + \frac{2m+1}{8}} \cdot dy.$$

Das nächste Integral ist:

$$J_3 = \frac{m-1}{4} \cdot \frac{a_3}{a_1} \int_{-1}^{+1} \frac{\sin 3\varphi}{\xi + \frac{2m+1}{8}} \cdot dy$$

und die weiteren Integrale lauten allgemein:

$$J_{2n+1} = \frac{m-n}{4} \cdot \frac{a_{2n+1}}{a_1} \cdot \int_{-1}^{+1} \frac{\sin(2n+1)\varphi}{\xi + \frac{2m+1}{8}} \cdot dy.$$

Bedenken wir nun, daß der Nenner $\xi + \frac{2m+1}{8}$ nur wenig von einem Mittelwert abweicht, daß fernerhin $\frac{m-n}{4} \cdot \frac{a_{2n+1}}{a_1}$ klein wird, so stellen wir fest, daß die Integrale von J_3 bis J_{2n+1} nahezu = Null sein müßten, denn es ist:

$$\int_{-1}^{+1} \sin(2n+1)\varphi \cdot dy = \int_0^{\pi} \sin(2n+1)\varphi \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi = 0.$$

Demnach können wir $\frac{\alpha_m}{a_1}$ in guter Näherung bestimmen als:

$$\frac{\alpha_m}{a_1} \cong \frac{\frac{\pi}{2}}{\int_{-1}^{+1} \frac{\sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{2m+1}{8}} \cdot dy} - \frac{m}{4} \dots (12)$$

Das Integral wertet man am schnellsten graphisch aus, da die numerische Berechnung in den meisten Fällen schwierig durchzuführen ist. Berechnet man dieses Integral für die ersten drei Stufen $m = 1, 2, 3$, so stellt man fest, daß die daraus bestimmten Werte von $\frac{\alpha_m}{a_1}$ nur um wenige Prozent voneinander abweichen. Der Mittelwert dieser drei Stufen ist damit ausreichend genau bestimmt.

Für eine erste Näherungsrechnung genügt es bereits, für ξ einen Mittelwert einzuführen. Es ist dann:

$$\frac{\alpha_m}{a_1} \sim \xi_{\text{mittel}} + \frac{1}{8}.$$

Aus der Bestimmung von $\frac{\alpha_m}{a_1}$ erhält man die erste Näherung der Normalverteilung, indem man die Reihenentwicklung beim dritten Gliede abbricht. Es ist dann

$$\frac{c_a \cdot t_{\text{norm}}}{a_1} \stackrel{\textcircled{1}}{=} \frac{\sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{3}{8}} \cdot \left[\frac{\alpha_m}{a_1} + \frac{1}{4} \right] \dots (13)$$

Diese erste Näherung gibt bereits Aufschluß über den charakteristischen Verlauf der Normalverteilung und genügt für Entwurfsrechnungen vollständig, da bei schlichten Flügelumrissen die Fehler etwa 3% bis 5% betragen.

Zur Bestimmung der höheren Koeffizienten berechnen wir lediglich denjenigen Teil der Auftriebsverteilung der als Differenz zwischen der Normalverteilung und einer rein elliptischen Verteilung gleichen Gesamtauftriebs gebildet werden kann. Würden wir dem Flügel durch Anstellwinkeländerung längs der Spannweite eine rein elliptische Auftriebsverteilung aufzwingen, also setzen:

$$c_a \cdot t = a_1 \cdot \sin \varphi = a_1 \cdot \sqrt{1-y^2},$$

so ist die Anstellwinkelverteilung gegeben durch:

$$\alpha_{\text{ell}} = a_1 \cdot \left(\xi + \frac{1}{8} \right).$$

Die Differenz zwischen dem konstanten Anstellwinkelverlauf α_m und dem Verlauf des elliptischen Anstellwinkels stellt diejenige Schränkung dar, die zu der Auftriebsverteilungsdifferenz zwischen Normalverteilung und rein elliptischer Verteilung gehört. Diese Differenzverteilung ist eine Nullverteilung, die sich mit dem Gesamtauftrieb affin ändert. Wir nennen sie elliptische Nullverteilung. Es ist also:

$$c_a \cdot t_{\text{norm}} = c_a \cdot t_{\text{ell}} + c_a \cdot t_{\text{ell}}$$

weiterhin

$$\alpha_m = a_1 \cdot \left(\xi + \frac{1}{8} \right) + \Delta_{\text{ell}}.$$

Wir bestimmen nun aus dem Verlauf der elliptischen Schränkung die elliptische Nullverteilung.

Wir bilden:

$$\frac{\Delta_{\text{ell}}}{a_1} = \frac{\alpha_m}{a_1} - \left[\xi + \frac{1}{8} \right] \dots (14)$$

$$\frac{c_a \cdot t_{\text{ell}}}{a_1} = \frac{\sin \varphi}{\xi + \frac{2m+1}{8}} \cdot \left[\frac{\Delta_{\text{ell}}}{a_1} + \frac{m-1}{4} \cdot \frac{a_3}{a_1} \cdot \frac{\sin 3\varphi}{\sin \varphi} + \frac{m-2}{4} \cdot \frac{a_5}{a_1} \cdot \frac{\sin 5\varphi}{\sin \varphi} + \dots + \frac{1}{4} \cdot \frac{a_{2m-1}}{a_1} \cdot \frac{\sin(2m-1)\varphi}{\sin \varphi} \right] \dots (15)$$

Die erste Näherung für die elliptische Nullverteilung ist dann:

$$\left[\frac{c_a \cdot t_{\text{ell}}}{a_1} \right] \stackrel{\textcircled{1}}{=} \frac{\sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{3}{8}} \cdot \left[\frac{\Delta_{\text{ell}}}{a_1} \right] \dots (16)$$

Wir stellen nun fest, inwieweit diese Näherung dem wahren Verlauf entspricht. Aus der Reihe für α_m erhalten wir durch Subtraktion von $\xi + \frac{1}{8}$ folgenden Ausdruck:

$$\frac{\Delta_{ell}}{a_1} = \frac{a_3}{a_1} \cdot \frac{\sin 3 \varphi}{\sin \varphi} \cdot \left[\xi + \frac{3}{8} \right] + \frac{a_5}{a_1} \cdot \frac{\sin 5 \varphi}{\sin \varphi} \cdot \left[\xi + \frac{5}{8} \right] + \dots + \frac{a_{2m+1}}{a_1} \cdot \frac{\sin (2m+1) \varphi}{\sin \varphi} \cdot \left[\xi + \frac{2m+1}{8} \right]$$

Durch Umformung erhalten wir:

$$\left[\frac{\Delta_{ell}}{a_1} \right] \cdot \frac{\sin \varphi}{\xi + \frac{3}{8}} = \frac{a_3}{a_1} \cdot \sin 3 \varphi + \frac{a_5}{a_1} \cdot \sin 5 \varphi \cdot \left[\frac{\xi + \frac{5}{8}}{\xi + \frac{3}{8}} \right] + \frac{a_7}{a_1} \cdot \sin 7 \varphi \cdot \left[\frac{\xi + \frac{7}{8}}{\xi + \frac{3}{8}} \right] + \dots + \frac{a_{2m+1}}{a_1} \cdot \sin (2m+1) \varphi \cdot \left[\frac{\xi + \frac{2m+1}{8}}{\xi + \frac{3}{8}} \right]$$

Man sieht, daß die erste Näherung sich nur durch das

Hinzutreten der Quotienten $\left[\frac{\xi + \frac{2m+1}{8}}{\xi + \frac{3}{8}} \right]$ von der

wahren Reihe für die elliptische Nullverteilung unterscheidet.

Wir können demnach die ersten Koeffizienten $\frac{a_3}{a_1}, \frac{a_5}{a_1}$ usw.

in guter Näherung aus $\frac{\Delta_{ell}}{a_1} \cdot \frac{\sin \varphi}{\xi + \frac{3}{8}}$ gewinnen, indem wir

mit Hilfe harmonischer Analysis die ersten Fourier-Reihenglieder dieser Näherung bestimmen. Wir setzen also:

$$\frac{\Delta_{ell}}{a_1} \cdot \frac{\sin \varphi}{\xi + \frac{3}{8}} = c_3 \cdot \sin 3 \varphi + c_5 \cdot \sin 5 \varphi + \dots + c_n \cdot \sin n \varphi$$

Da sich die Quotienten $\frac{\xi + \frac{2m+1}{8}}{\xi + \frac{3}{8}}$ um wenig von einem

Mittelwert in bezug auf die φ -Koordinate unterscheiden, können wir die gesuchten Koeffizienten der Reihe näherungsweise bestimmen als:

$$\begin{aligned} \frac{a_3}{a_1} &\cong c_3 \\ \frac{a_5}{a_1} &\cong c_5 \cdot \left[\frac{\xi + \frac{3}{8}}{\xi + \frac{5}{8}} \right]_{\text{mittel}} \\ \frac{a_7}{a_1} &\cong c_7 \cdot \left[\frac{\xi + \frac{3}{8}}{\xi + \frac{7}{8}} \right]_{\text{mittel}} \\ &\dots \end{aligned}$$

Wir erhalten nunmehr eine höhere Näherung für $\frac{c_a \cdot t_{ell}}{a_1}$ indem wir die so gewonnenen Koeffizienten in Gleichung (15) einsetzen und etwa schreiben:

$$\left[\frac{c_a \cdot t_{ell}}{a_1} \right] = \frac{\sin \varphi}{\xi + \frac{3}{8}} \cdot \left[\frac{\Delta_{ell}}{a_1} + \frac{1}{2} \cdot \frac{a_3}{a_1} \cdot \frac{\sin 3 \varphi}{\sin \varphi} + \frac{1}{4} \cdot \frac{a_5}{a_1} \cdot \frac{\sin 5 \varphi}{\sin \varphi} \right] \dots (17)$$

Untersuchen wir nun wiederum den Genauigkeitsgrad dieser Näherung, so können wir nach einigen Umformungen setzen:

$$\frac{\sin \varphi}{\xi + \frac{3}{8}} \cdot \left[\frac{\Delta_{ell}}{a_1} + \frac{1}{2} \cdot \frac{a_3}{a_1} \cdot \frac{\sin 3 \varphi}{\sin \varphi} + \frac{1}{4} \cdot \frac{a_5}{a_1} \cdot \frac{\sin 5 \varphi}{\sin \varphi} \right] =$$

$$= \frac{a_3}{a_1} \cdot \sin 3 \varphi + \frac{a_5}{a_1} \cdot \sin 5 \varphi + \frac{a_7}{a_1} \cdot \sin 7 \varphi + \frac{a_9}{a_1} \cdot \left[\frac{\xi + \frac{9}{8}}{\xi + \frac{7}{8}} \right] + \frac{a_{11}}{a_1} \cdot \sin 11 \varphi \cdot \left[\frac{\xi + \frac{11}{8}}{\xi + \frac{7}{8}} \right] + \dots + \frac{a_{2m+1}}{a_1} \cdot \sin (2m+1) \varphi \cdot \left[\frac{\xi + \frac{2m+1}{8}}{\xi + \frac{7}{8}} \right]$$

Wertet man diese Näherung wiederum mit Hilfe harmonischer Analysis aus, so findet man die verbesserten Fourier-Reihenoeffizienten d_3, d_5, d_7 usw. Wir bilden wiederum

die Mittelwerte für die Quotienten $\frac{\xi + \frac{2m+1}{8}}{\xi + \frac{7}{8}}$ und berech-

nen hieraus die verbesserte Näherung der gesuchten Koeffizienten der elliptischen Nullverteilung als:

$$\begin{aligned} \frac{a_3}{a_1} &= d_3 \\ \frac{a_5}{a_1} &= d_5 \\ \frac{a_7}{a_1} &= d_7 \\ \frac{a_9}{a_1} &= d_9 \cdot \left[\frac{\xi + \frac{7}{8}}{\xi + \frac{9}{8}} \right]_{\text{mittel}} \\ \frac{a_{11}}{a_1} &= d_{11} \cdot \left[\frac{\xi + \frac{7}{8}}{\xi + \frac{11}{8}} \right]_{\text{mittel}} \\ &\dots \end{aligned}$$

Man kann dieses Verfahren so lange fortführen, bis der gewünschte Genauigkeitsgrad erreicht ist.

Es zeigt sich, daß für die Zwecke flugtechnischer Rechnungen, deren Genauigkeitsgrad nicht weitergetrieben zu werden braucht, als derjenige der sonstigen aerodynamischen Unterlagen, die Koeffizientenbestimmung meist bei $\frac{a_7}{a_1}$ abgebrochen werden kann. In vielen Fällen genügen sogar niedrigere Näherungen, wenn der Umriß des Flügels nur wenig vom elliptischen Umriß abweicht. Damit ist die Berechnung der Normalverteilung gelöst.

3. Nullverteilung.

Wir wenden uns nun der Aufgabe zu, die durch eine gleichseitige Verwindung (Schränkung) erzeugte Nullverteilung zu bestimmen. Der Anstellwinkelverlauf ist gegeben und muß in mittleren Anstellwinkel und reine Schränkung getrennt werden. Wir müssen also an Stelle der beliebig angenommenen flugzeugfesten Bezugsebene die wahren Schränkungswinkel auf die durch die Nullauftriebsachse des ganzen Flügels gegebene Richtung beziehen. Um diese Trennung durchzuführen, bedenken wir, daß die gesuchte Nullverteilung der Bedingung genügen muß:

$$\int_0^1 c_a \cdot t_f \cdot dy = 0$$

Die erste Näherung dieser Nullverteilung ist:

$$[c_a \cdot t_f] = \frac{\sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{3}{8}} \cdot \Delta \dots (18)$$

Da nun nicht Δ , sondern $\Delta + \varepsilon$ gegeben ist, wobei ε der von Nullauftriebsrichtung und Bezugsebene eingeschlossene Winkel bedeutet, bestimmen wir ε aus dem Integral:

$$\int_0^{+1} (\Delta + \varepsilon) \cdot \frac{\sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{3}{8}} \cdot dy = \varepsilon \cdot \int_0^{+1} \frac{\sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{3}{8}} \cdot dy.$$

Aus der ersten Näherung der gesuchten Nullverteilung bestimmen wir weiterhin in gleicher Weise wie bei der elliptischen Nullverteilung durch harmonische Analysis die ersten Koeffizienten der Fourier-Reihe. Schreiben wir die Nullverteilung an als:

$$c_a \cdot t_l = a_3' \cdot \sin 3 \varphi + a_5' \cdot \sin 5 \varphi + \dots + a_{2m+1}' \cdot \sin (2m+1) \varphi,$$

dann ist:

$$\Delta = a_3' \cdot \frac{\sin 3 \varphi}{\sin \varphi} \cdot \left[\xi + \frac{3}{8} \right] + a_5' \cdot \frac{\sin 5 \varphi}{\sin \varphi} \cdot \left[\xi + \frac{5}{8} \right] + \dots + a_{2m+1}' \cdot \frac{\sin (2m+1) \varphi}{\sin \varphi} \cdot \left[\xi + \frac{2m+1}{8} \right].$$

Die erste Näherung der Nullverteilung entspricht also dem Ausdruck:

$$\Delta \cdot \frac{\sin \varphi}{\xi + \frac{3}{8}} = a_3' \cdot \sin 3 \varphi + a_5' \cdot \sin 5 \varphi \cdot \left[\frac{\xi + \frac{5}{8}}{\xi + \frac{3}{8}} \right] + \dots + a_{2m+1}' \cdot \sin (2m+1) \varphi \cdot \left[\frac{\xi + \frac{2m+1}{8}}{\xi + \frac{3}{8}} \right].$$

Unter Verwendung der Mittelwerte von $\left[\frac{\xi + \frac{2m+1}{8}}{\xi + \frac{3}{8}} \right]$

werden die ersten Koeffizienten näherungsweise bestimmt, daraus eine höhere Näherung gebildet, die sich durch weiteres Analysieren beliebig verbessern läßt. Da der Rechnungsgang im Prinzip der gleiche ist wie bei der Bestimmung der elliptischen Nullverteilung, brauchen wir hier nicht weiter darauf einzugehen. Bei den höheren Näherungen muß durch Kontrolle des Nullauftriebs gegebenenfalls eine Verbesserung von ε ausgeführt werden.

4. Normale Rollverteilung.

Entsprechend unserer Definition wird die normale Rollverteilung hervorgerufen durch geradlinige gegenseitige Verwindung des Flügels. Ist der Rollwinkel α_{vm} , so ist:

$$\alpha_{vm} = u \cdot y \dots \dots \dots (19)$$

Die normale Rollverteilung wird durch eine Fourier-Reihe mit geraden Gliedern ausgedrückt als:

$$c_a \cdot t_v = a_2 \cdot \sin 2 \varphi + a_4 \cdot \sin 4 \varphi + a_6 \cdot \sin 6 \varphi + \dots + a_{2m} \cdot \sin (2m) \varphi.$$

Der Anstellwinkelverlauf ist:

$$\alpha_{vm} = a_2 \cdot \frac{\sin 2 \varphi}{\sin \varphi} \cdot \left[\xi + \frac{2}{8} \right] + a_4 \cdot \frac{\sin 4 \varphi}{\sin \varphi} \cdot \left[\xi + \frac{4}{8} \right] + \dots + a_{2m} \cdot \frac{\sin (2m) \varphi}{\sin \varphi} \cdot \left[\xi + \frac{2m}{8} \right],$$

dennach:

$$c_a \cdot t_v = \frac{\sin \varphi}{\xi + \frac{m}{4}} \left[\alpha_{vm} + \frac{m-1}{4} \cdot a_2 \cdot \frac{\sin 2 \varphi}{\sin \varphi} + \frac{m-2}{4} \cdot a_4 \cdot \frac{\sin 4 \varphi}{\sin \varphi} + \dots + \frac{m-n}{4} \cdot a_{2n} \cdot \frac{\sin (2n) \varphi}{\sin \varphi} \right] \dots \dots (20)$$

Da sich die normale Rollverteilung affin mit a_2 ändert, bestimmen wir $\frac{c_a \cdot t_v}{a_2}$. Der Ausdruck für das Rollmoment ist dann:

$$\int_{-1}^{+1} \frac{c_a \cdot t_v}{a_2} \cdot y \cdot dy = -\frac{\pi}{4}.$$

Integrieren wir nun wiederum das Rollmoment aus dem obigen Ausdruck für $c_a \cdot t_v$, so ist:

$$J_1 = \left[\frac{\alpha_{vm}}{a_2} - \frac{m-1}{2} \right] \cdot \int_{-1}^{+1} \frac{y^2 \cdot \sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{m}{4}} \cdot dy.$$

Das nächste Integral ist:

$$J_2 = \frac{m-2}{4} \cdot \frac{a_4}{a_2} \cdot \int_{-1}^{+1} y \cdot \frac{\sin 4 \varphi}{\xi + \frac{m}{4}} \cdot dy.$$

Die weiteren Integrale sind:

$$J_n = \frac{m-n}{4} \cdot \frac{a_{2n}}{a_2} \cdot \int_{-1}^{+1} y \cdot \frac{\sin (2n) \varphi}{\xi + \frac{m}{4}} \cdot dy.$$

Es ist nun:

$$\int_{-1}^{+1} y \cdot \sin (2n) \varphi \cdot d\varphi = 0 \text{ für } n > 1.$$

Da weiterhin $\xi + \frac{m}{4}$ nur wenig von einem Mittelwert abweicht, werden die Integrale $J_2 \div J_n$ nahezu gleich Null. Wir erhalten also eine brauchbare Näherung für den Rollwinkel aus:

$$\frac{\alpha_{vm}/y}{a_2} \approx -\frac{\frac{\pi}{8}}{\int_0^1 y^2 \cdot \frac{\sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{m}{4}} \cdot dy} + \frac{m-1}{2} \quad (21)$$

Die Auswertung des Nennerintegrals wird auf graphischem Wege durchgeführt. Der für verschiedene Werte von m bestimmte Mittelwert von $\frac{\alpha_{vm}/y}{a_2}$ liegt innerhalb der Rechengenauigkeit. Für eine erste Näherungsrechnung bestimmt man das Integral, indem man für ξ einen Mittelwert einführt. Es ist dann

$$\frac{\alpha_{vm}/y}{a_2} \sim -2 \left[\xi_{\text{mittel}} + \frac{1}{4} \right].$$

Mit der Bestimmung von $\frac{\alpha_{vm}/y}{a_2}$ gewinnt man die erste Näherung der normalen Rollverteilung als:

$$\left[\frac{c_a \cdot t_v}{a_2} \right]_{(1)} = \left[\frac{\alpha_{vm}/y}{a_2} - \frac{1}{2} \right] \cdot \frac{y \cdot \sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{1}{2}} \dots \dots (22)$$

Zur Ableitung der höheren Näherungen müssen die weiteren Koeffizienten bestimmt werden. In ähnlicher Weise wie bei der Normalverteilung trennen wir in die elliptische Rollverteilung, gegeben durch:

$$\frac{c_a \cdot t_{v\text{ell}}}{a_2} = \sin 2 \varphi$$

und in den Rest, der eine Rollnullverteilung darstellt, die sich mit a_2 affin ändert. Es ist also:

$$\frac{(c_a \cdot t_v) \Delta}{a_2} = \frac{c_a \cdot t_v}{a_2} - \sin 2 \varphi \dots \dots (23)$$

Die zu $(c_a \cdot t_v)_l$ gehörige Anstellwinkelverteilung ist:

$$\frac{\Delta_v}{a_2} = \frac{\alpha_{vm}}{a_2} - \frac{\sin 2 \varphi}{\sin \varphi} \cdot \left[\xi + \frac{1}{4} \right],$$

oder, da zur Bildung der weiteren Näherungen $\frac{\Delta_v/y}{a_2}$ verwendet wird

$$\frac{\Delta_{\varphi}/y}{a_2} = \frac{\alpha_{\varphi m}/y}{a_2} + 2 \left[\xi + \frac{1}{4} \right] \dots \dots \dots (24)$$

Andererseits muß sein:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta_{\varphi}/y}{a_2} = & -2 \cdot \frac{a_4}{a_2} \cdot \frac{\sin 4 \varphi}{\sin 2 \varphi} \left[\xi + \frac{1}{2} \right] \\ & -2 \cdot \frac{a_6}{a_2} \cdot \frac{\sin 6 \varphi}{\sin 2 \varphi} \left[\xi + \frac{3}{4} \right] - \dots \\ & -2 \cdot \frac{a_{2n}}{a_2} \cdot \frac{\sin (2n) \varphi}{\sin 2 \varphi} \left[\xi + \frac{m}{4} \right]. \end{aligned}$$

Da die erste Näherung der Rollnullverteilung in bekannter Weise bestimmt wird als:

$$\left[\frac{(c_a \cdot t_{\varphi}) \cdot f}{a_2} \right]_{(1)} = \left[\frac{\Delta_{\varphi}/y}{a_2} \right] \cdot \frac{y \cdot \sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{1}{2}} \dots \dots (25)$$

berechnen wir die Koeffizienten aus:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta_{\varphi}/y}{a_2} \cdot \frac{y \cdot \sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{1}{2}} = & \frac{a_4}{a_2} \cdot \sin 4 \varphi \\ & + \frac{a_6}{a_2} \cdot \sin 6 \varphi \cdot \left[\frac{\xi + \frac{3}{4}}{\xi + \frac{1}{2}} \right] + \dots \\ & + \frac{a_{2n}}{a_2} \cdot \sin (2n) \varphi \cdot \left[\frac{\xi + \frac{m}{4}}{\xi + \frac{1}{2}} \right], \end{aligned}$$

indem wir wiederum die Mittelwerte aus $\left[\frac{\xi + \frac{m}{4}}{\xi + \frac{1}{2}} \right]$ bilden

und die aus der harmonischen Analysis gewonnenen Koeffizienten hiermit korrigieren. Die höhere Näherung für die gesuchte »elliptische« Rollnullverteilung ist dann:

$$\begin{aligned} \left[\frac{(c_a \cdot t_{\varphi}) \cdot f}{a_2} \right]_{(m)} = & \frac{y \cdot \sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{m}{4}} \cdot \left[\frac{\Delta_{\varphi}/y}{a_2} \right. \\ & - \frac{(m-2)}{2} \cdot \frac{a_4}{a_2} \cdot \frac{\sin 4 \varphi}{\sin 2 \varphi} - \dots \\ & \left. - \frac{(m-n)}{2} \cdot \frac{a_{2n}}{a_2} \cdot \frac{\sin (2n) \varphi}{\sin 2 \varphi} \right] \dots \dots (26) \end{aligned}$$

Hieraus werden die Koeffizienten in m -ter Näherung mit Hilfe folgender Beziehung bestimmt:

$$\begin{aligned} \frac{y \cdot \sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{m}{4}} \left[\frac{\Delta_{\varphi}/y}{a_2} - \frac{(m-2)}{2} \cdot \frac{a_4}{a_2} \cdot \frac{\sin 4 \varphi}{\sin 2 \varphi} \right. \\ \left. - \frac{(m-n)}{2} \cdot \frac{a_{2n}}{a_2} \cdot \frac{\sin (2n) \varphi}{\sin 2 \varphi} \right] = \\ = \sum_{n=2}^m \frac{a_{2n}}{a_2} \cdot \sin (2n) \varphi + \sum_{n=m+1}^{\infty} \frac{a_{2n}}{a_2} \cdot \sin (2n) \varphi \left[\frac{\xi + \frac{n}{4}}{\xi + \frac{m}{4}} \right]. \end{aligned}$$

Es ist also beispielsweise für $m = 4$:

$$\begin{aligned} \frac{y \sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{4}{4}} \left[\frac{\Delta_{\varphi}/y}{a_2} - \frac{2}{2} \cdot \frac{a_4}{a_2} \cdot \frac{\sin 4 \varphi}{\sin 2 \varphi} - \frac{1}{2} \cdot \frac{a_6}{a_2} \cdot \frac{\sin 6 \varphi}{\sin 2 \varphi} \right] = \\ = \frac{a_4}{a_2} \cdot \sin 4 \varphi + \frac{a_6}{a_2} \cdot \sin 6 \varphi + \frac{a_8}{a_2} \cdot \sin 8 \varphi \\ + \frac{a_{10}}{a_2} \cdot \sin 10 \varphi \left[\frac{\xi + \frac{5}{4}}{\xi + \frac{4}{4}} \right] \\ + \frac{a_{12}}{a_2} \cdot \sin 12 \varphi \left[\frac{\xi + \frac{6}{4}}{\xi + \frac{4}{4}} \right] \end{aligned}$$

$$+ \frac{a_{14}}{a_2} \cdot \sin 14 \varphi \left[\frac{\xi + \frac{7}{4}}{\xi + \frac{4}{4}} \right] + \dots$$

Die Koeffizientenbestimmung führt man so weit, bis die gewünschte Genauigkeit erreicht ist.

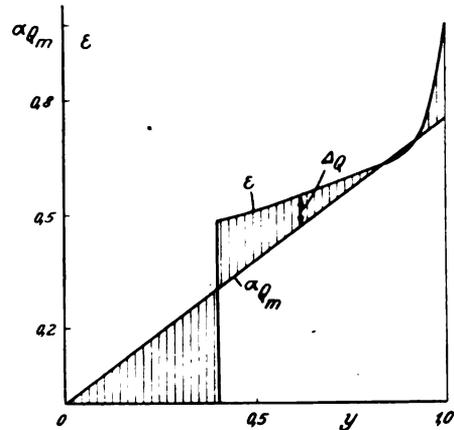


Abb. 5. Trennung des Rollwinkels ε in mittleren Rollwinkel $\alpha_{\varphi m}$ und den Rollschränkungswinkel Δ_{φ} .

5. Rollnullverteilung.

Die durch Querruderausschlag erzeugte Rollverteilung wird berechnet, indem man diese Verteilung aus einer normalen Rollverteilung und einer Rollnullverteilung zusammengesetzt denkt. Wir müssen deshalb den zusätzlichen Anstellwinkelverlauf durch Querruderausschlag in den Normalanteil mit geradlinigem Verlauf und einen Schränkungsanteil trennen (Abb. 5). Da der zusätzliche Nullanstellwinkelverlauf durch Querruderausschlag dem Querruderausschlagwinkel verhältig ist, tragen wir das Verhältnis der beiden Winkel zueinander auf und bilden also:

$$\frac{\alpha_{\varphi 0}}{\beta} = \varepsilon$$

andererseits ist:

$$\varepsilon = \alpha_{\varphi m} + \Delta_{\varphi} \dots \dots \dots (27)$$

oder:

$$\frac{\varepsilon}{y} = \frac{\alpha_{\varphi m}}{y} + \frac{\Delta_{\varphi}}{y} \dots \dots \dots (27a)$$

Es handelt sich nun darum, zu einem gegebenen Verlauf von $\frac{\varepsilon}{y}$ den konstanten Anteil $\frac{\alpha_{\varphi m}}{y}$ zu bestimmen. Diese Trennung wird auf der Grundlage durchgeführt, daß das durch ε erzeugte Rollmoment gleich dem durch $\alpha_{\varphi m}$ erzeugten Rollmoment sein muß.

Die durch den Verlauf von ε erzeugte Rollverteilung kann in erster Näherung angegeben werden als:

$$(c_a \cdot t_{\varphi})_{\varphi} = \left[\frac{\varepsilon}{y} - \frac{a_2}{2} \right] \cdot \frac{y \cdot \sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{1}{2}} \dots \dots (28)$$

Das Rollmoment ist dann:

$$\begin{aligned} \int_{-1}^{+1} (c_a \cdot t_{\varphi})_{\varphi} \cdot y \cdot d y = & \int_{-1}^{+1} \frac{\varepsilon}{y} \cdot \frac{y^2 \sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{1}{2}} \cdot d y \\ & - \frac{a_2}{2} \int_{-1}^{+1} \frac{y^2 \sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{1}{2}} \cdot d y. \end{aligned}$$

Da andererseits

$$\int_{-1}^{+1} (c_a \cdot t)_0 \cdot y \cdot dy = -a_2 \cdot \frac{\pi}{4}$$

sein muß, so ist a_2 bestimmt als:

$$a_2 = \frac{2 \int_0^{+1} \frac{\epsilon \cdot y^2 \sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{1}{2}} \cdot dy}{\int_0^{+1} \frac{y^2 \sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{1}{2}} \cdot dy - \frac{\pi}{4}} \dots \dots (29)$$

Da wir zur Berechnung der normalen Rollverteilung den auf a_2 bezogenen mittleren Rollwinkel bestimmt haben, so ist $\frac{\alpha_{qm}}{y}$ gegeben und wir können den Schränkungsverlauf des Rollwinkels $\frac{\Delta q}{y}$ durch Differenzbildung ermitteln.

Die erste Näherung der nunmehr gesuchten Rollnullverteilung wird analog wie oben gebildet als:

$$[(c_a \cdot t)_q] = \frac{\Delta q}{y} \cdot \frac{y \cdot \sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{1}{2}} \dots \dots (30)$$

Wir berechnen hieraus in der üblichen Weise die höheren Koeffizienten durch harmonische Analysis. Da a_2 als erste Näherung bestimmt war, muß bei höheren Näherungen die Rollmomentennullbedingung kontrolliert werden und weitere Korrekturen an $\frac{\alpha_{qm}}{y}$ bzw. $\frac{\Delta q}{y}$ vorgenommen werden.

V. Graphisches Analogon.

Die rechnerische Bestimmung der Auftriebsverteilung kann durch ein graphisch arbeitendes Verfahren ersetzt werden. Ein solches Verfahren hat den Vorzug der Anschaulichkeit und vermittelt zugleich das Verständnis der rechnerischen Behandlung der gestellten Aufgabe. Die Grundlage des Verfahrens sei in folgendem kurz erläutert.

Trägt man den Verlauf von $\frac{c_a \cdot t}{a_1}$ als Funktion des Anstellwinkels $\frac{\alpha}{a_1}$ auf, so erhält man für solche Auftriebsverteilungen des Flügels, die aus den beiden ersten Gliedern $\frac{a_2}{a_1}$ und $\frac{a_3}{a_1}$ gebildet sind, den aus Abb. 6 ersichtlichen Zusammen-

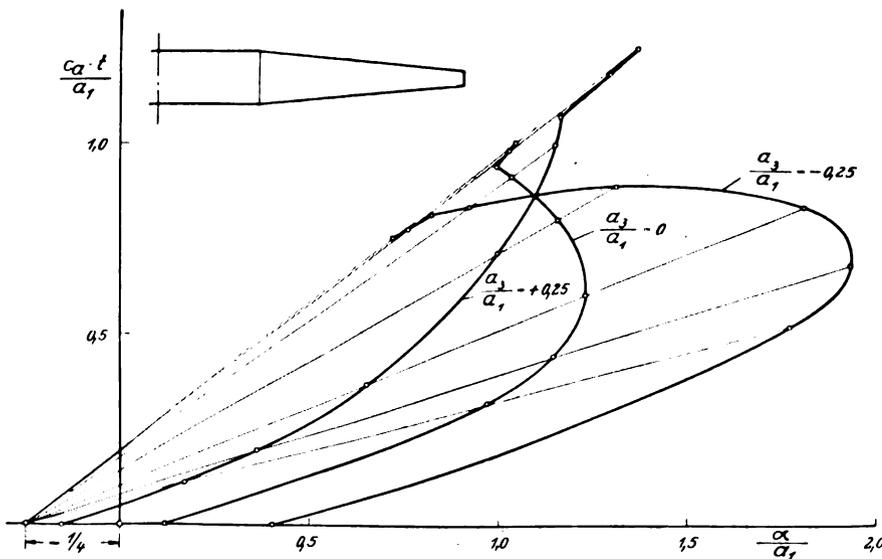


Abb. 6. Zusammenhang zwischen Auftriebsverteilung und Anstellwinkelverlauf für zweigliedrige Auftriebsverteilungen.

hang. Die bestimmten Punkten der Spannweite zugeordneten Werte von $\frac{c_a \cdot t}{a_1}$ liegen auf Geraden, die durch den Punkt $\frac{\alpha_m}{a_1} = -\frac{1}{4}, \frac{c_a \cdot t}{a_1} = 0$ gehen. Es ist nämlich:

$$\frac{c_a \cdot t}{a_1} = \sin \varphi + \frac{a_2}{a_1} \cdot \sin 3 \varphi$$

$$\frac{\alpha}{a_1} = \left[\xi + \frac{1}{8} \right] + \frac{a_2}{a_1} \cdot \frac{\sin 3 \varphi}{\sin \varphi} \left[\xi + \frac{3}{8} \right]$$

für $\frac{c_a \cdot t}{a_1} = 0$ wird dann:

$$\frac{\alpha}{a_1} = -\frac{1}{4}$$

Mit Hilfe dieser Gesetzmäßigkeit können wir eine gesuchte Auftriebsverteilung in erster Näherung graphisch auf folgendem Wege ermitteln:

Gegeben seien Tiefenverteilung und Anstellwinkelverlauf, gesucht diejenige Auftriebsverteilung, die in erster Näherung einen bestimmten Gesamtauftrieb erzeugt. In dem räumlichen Koordinatensystem $\frac{\alpha}{a_1}, \frac{c_a \cdot t}{a_1}$ und y (Abb. 7) zeichnen wir diejenige Auftriebsverteilung ein, die einer rein elliptischen Verteilung entspricht

$$\left(\frac{c_a \cdot t}{a_1} = \sqrt{1-y^2}; \frac{\alpha}{a_1} = \xi + \frac{1}{8} \right).$$

Wir ziehen nun die Spurgerade $\frac{\alpha}{a_1} = -\frac{1}{4}$ und legen durch die elliptische Auftriebsverteilung und diese Spurgerade eine Fläche fest, in der alle Auftriebsverteilungen enthalten sind, die den Gesamtauftrieb

$$\int_0^{+1} \frac{c_a \cdot t}{a_1} \cdot dy = +\frac{\pi}{4}$$

liefern und durch die beiden ersten Glieder der Fourier-Reihe gebildet werden können. Nehmen wir nun an, daß die gesuchte Auftriebsverteilung in erster Näherung zwischen den exakt möglichen Auftriebsverteilungen interpoliert werden kann, dann müssen wir diejenige Kurve auf der festgelegten Fläche suchen, deren Projektion den gegebenen Anstellwinkelverlauf aus der $\frac{\alpha}{a_1} \div y$ -Ebene herauschneidet,

und deren Flächeninhalt in der $\frac{c_a \cdot t}{a_1} \div y$ -Ebene $\frac{\pi}{4}$ ist. Diese Konstruktion ist in Abb. 7^{b)} veranschaulicht. Die so

gefundene erste Näherung der Auftriebsverteilung entspricht, wie sich leicht nachweisen läßt, der abgeleiteten ersten Näherung der Auftriebsverteilung:

$$\frac{c_a \cdot t}{a_1} = \left[\frac{\alpha}{a_1} + \frac{1}{4} \right] \frac{\sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{3}{8}}$$

Man kann auf die gleiche Weise höhere Näherungen in dem 3-Koordinatensystem bestimmen, indem man beispielsweise für die zweite Näherung den Koeffizienten $\frac{a_3}{a_1}$ festlegt (harmonische Analysis, erste Näherung). Die Spur für die Fläche zugeordneter Auftriebsverteilungen ist dann keine Gerade mehr, sondern hat die Funktion:

^{b)} In dieser Abbildung wurde die Bestimmung einer Normalverteilung mit konstantem Anstellwinkelverlauf dargestellt.

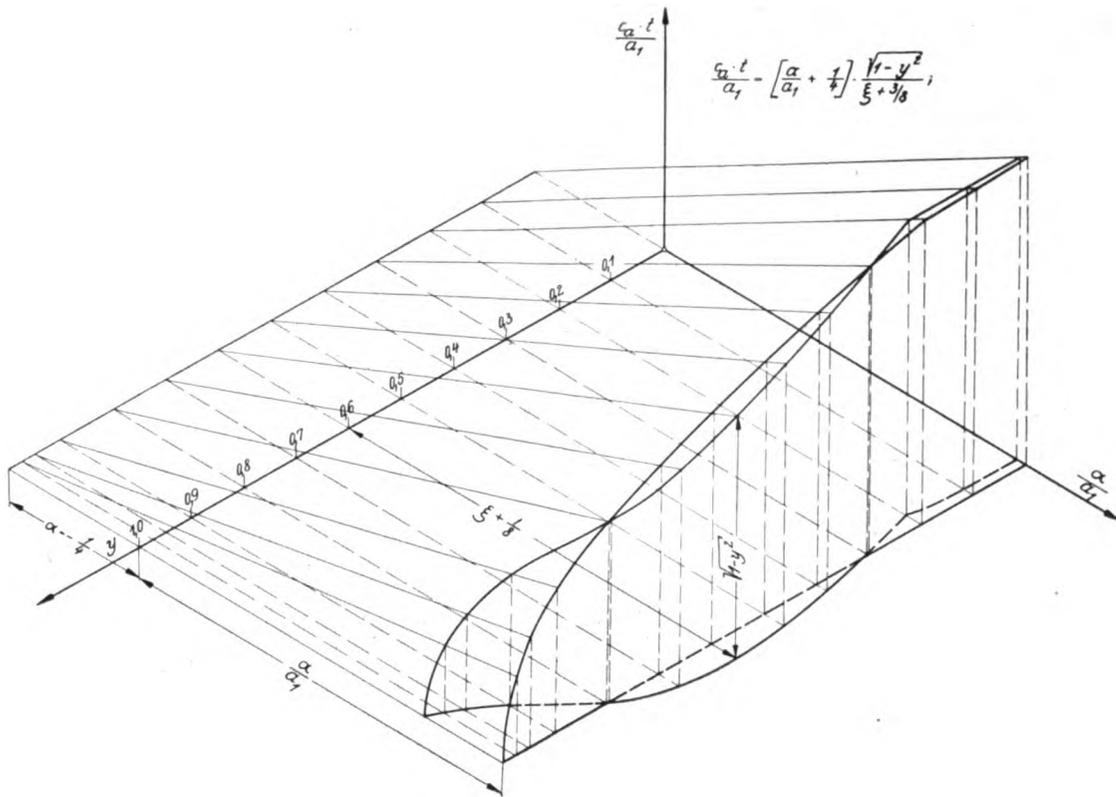


Abb. 7. Graphische Bestimmung der ersten Näherung einer Auftriebsverteilung.

$$\left[\frac{\alpha}{a_1} \right]_{\text{Spur}} = - \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{4} \cdot \frac{a_3}{a_1} (4y^2 - 1) \right].$$

Abb. 8 zeigt die Ermittlung einer solchen zweiten Näherung. Weitere Näherungen werden in gleicher Weise gebildet, nachdem die entsprechenden Koeffizienten durch Analysis bekannt sind. Allerdings hat eine solche Weiterführung der graphischen Ermittlung kaum praktischen Sinn, weil in den meisten Fällen die Zeichengenauigkeit

nicht ausreicht, um die noch möglichen Verbesserungen der Lösung darzustellen. In erster Linie eignet sich die Methode dazu, um das Verfahren anschaulich verständlich zu machen und die Bestimmung der ersten Näherung zeichnerisch durchzuführen.

Es sei jedoch noch auf eine andere Methode zur graphischen Bestimmung der Auftriebsverteilung hingewiesen, deren Handhabung sich einfacher durchführen läßt. Zur

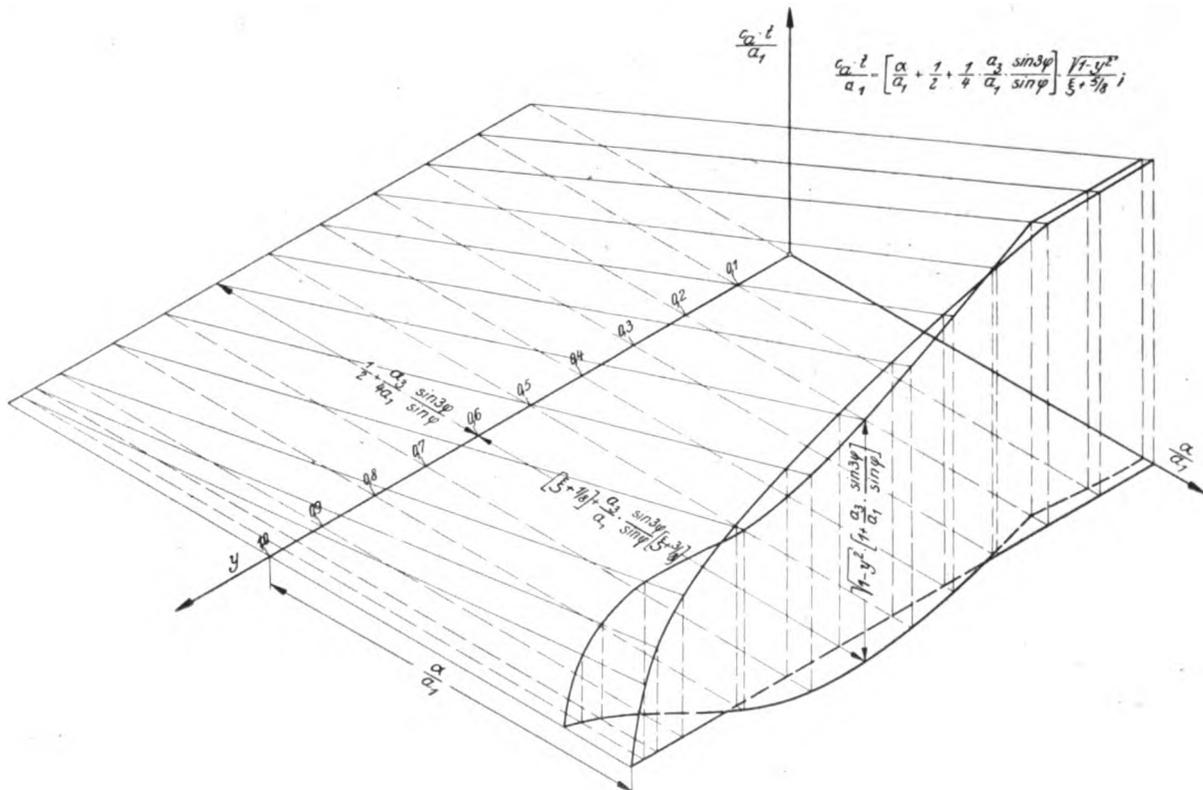


Abb. 8. Graphische Bestimmung der zweiten Näherung einer Auftriebsverteilung.

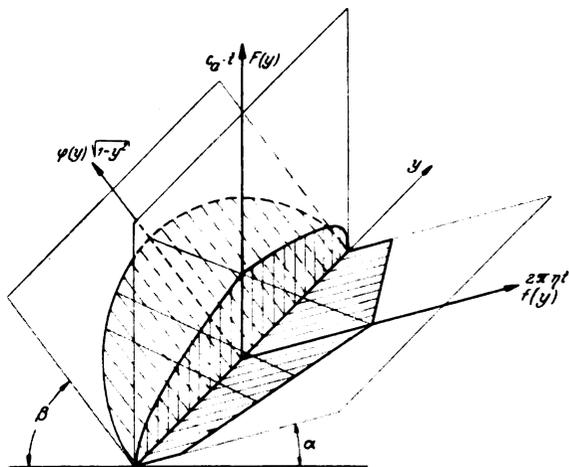


Abb. 9. Projektive Bestimmung der Auftriebsverteilung.

Erläuterung diene Abb. 9. Auf drei Ebenen, die sich in einer Geraden schneiden, sind die Funktionen $f(y)$, $F(y)$ und $\varphi(y)$ aufgetragen mit der Nebenbedingung, daß die Punkte der drei Funktionen, die zu gleichen Werten von y gehören, auf einer Geraden liegen. Mit den Bezeichnungen der Abb. 9 ist dann:

$$F(y) = \frac{\sin(\alpha + \beta)}{\cos \beta} \cdot \frac{f(y) \cdot \varphi(y)}{\varphi(y) + f(y) \frac{\cos \alpha}{\cos \beta}}$$

Formen wir andererseits die Beziehung für die erste Näherung der Auftriebsverteilung um, so erhalten wir:

$$\frac{c_a \cdot t}{a_1} = \left[\frac{\alpha}{a_1} + \frac{1}{4} \right] \frac{2\pi \cdot \eta \cdot t \cdot \sqrt{1-y^2}}{\sqrt{1-y^2} + 2\pi \cdot \eta \cdot t \cdot \frac{3}{8}}$$

Setzen wir nun:

$$\begin{aligned} 2\pi \cdot \eta \cdot t &= f(y) \\ \sqrt{1-y^2} &= \varphi(y) \\ \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} &= \frac{3}{8} \\ \frac{\sin(\alpha + \beta)}{\cos \beta} &= \left[\frac{\alpha}{a_1} + \frac{1}{4} \right] \end{aligned}$$

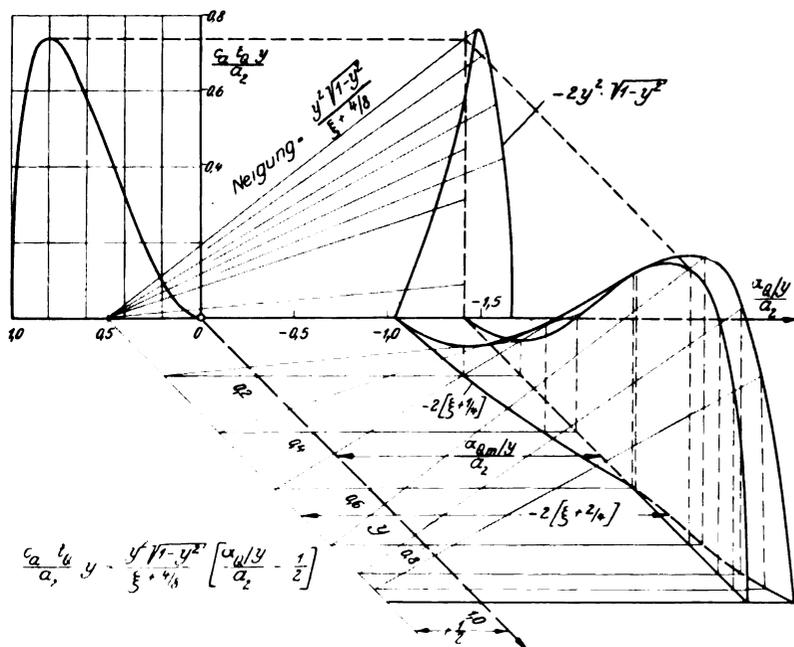


Abb. 10. Graphische Bestimmung einer normalen Rollverteilung.

so wird:

$$\frac{c_a \cdot t}{a_1} = F(y).$$

Auch aus dieser Form kann man höhere Näherungen ableiten, indem man die Beziehungen zwischen der Längsordinate y und den Winkeln α und β als neue Veränderliche einführt. Diese Methode läßt sich auf einfache Weise so ausbauen, daß ein mechanisches Zeichengerät zur Ermittlung der Auftriebsverteilung daraus entwickelt werden kann.

Die oben gegebene Ableitung zur zeichnerischen Bestimmung der Auftriebsverteilung hatte lediglich für Normal- und Nullverteilung Gültigkeit. Es läßt sich aber auch zur Bestimmung der Rollverteilungen ein ähnliches Verfahren angeben. Da hierbei nicht die Rollverteilung selbst sondern das Rollmoment konstant gehalten wird, wird auch die Rollmomentenverteilung durch Projektion bestimmt. Abb. 10 zeigt die Konstruktion zur Bestimmung der ersten Näherung einer normalen Rollverteilung. Aus der Abbildung ist ohne weiteres abzulesen:

$$\frac{c_a \cdot t}{a_2} \cdot y = \left[\frac{\alpha \eta / y}{a_2} - \frac{1}{2} \right] \frac{y^2 \sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{1}{2}}$$

Auch hier ist also die Spur eine Gerade durch $\frac{\alpha \eta / y}{a_2} = + \frac{1}{2}$. Weitere Näherungen werden in der gleichen Weise wie oben abgeleitet, indem man die höheren Spurfunktionen bestimmt.

Bei einem Tragflügel, deren Tiefen- oder Anstellwinkelverlauf Ecken aufweist, so daß an diesen Punkten dt/dy oder $d\alpha/dy$ unstetig wird, liefert das hier wiedergegebene Verfahren in den niederen Näherungen ebenfalls Ecken in der Auftriebsverteilung. Da in diesen Punkten dann auch $d(c_a \cdot t)/dy$ unstetig ist, liefert das Integral für α_i den unbestimmten Ausdruck ∞ . Die Näherungsrechnung gibt also an solchen Punkten ein mathematisch falsches Ergebnis. Auf die Genauigkeit des Gesamtergebnisses hat dies keinen Einfluß.

Will man das Auftreten solcher Knickpunkte grundsätzlich vermeiden, so kann man die Ecken in Tiefen- oder Anstellwinkelverteilung durch kleine Ausrundungen ersetzen, wie dies bei der praktischen Ausführung des Flügels ja auch tatsächlich stets der Fall ist.

Hiermit sind die Unterlagen für die Gestaltung eines Rechenverfahrens zur Bestimmung beliebiger Auftriebsverteilungen erläutert. Wir gehen nun dazu über, den Gang der Rechnung an Hand von Beispielen zu zeigen.

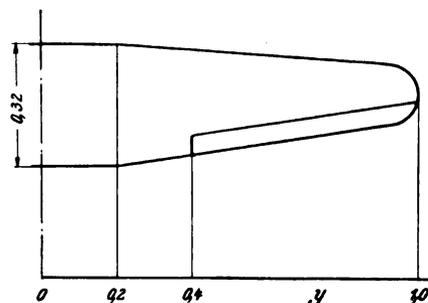


Abb. 11. Tragflügelgrundriß des Rechenbeispiels.

Tafel I. $F = 0,4894$. $\Lambda = 8,173$.

y	$b, 2=1$ t	ξ	$\xi + \frac{1}{8}$	$\frac{\Lambda}{a_{1\text{ell}}}$	$\left[\frac{c_a \cdot t \cdot f_{\text{ell}}}{a_1} \right] \textcircled{1}$	$\left[\frac{c_a \cdot t \cdot f_{\text{ell}}}{a_1} \right] \textcircled{2}$	$\left[\frac{c_a \cdot t \cdot f_{\text{ell}}}{a_1} \right] \textcircled{3}$	$\left[\frac{c_a \cdot t \cdot f_{\text{ell}}}{a_1} \right] \textcircled{4}$
0,00	0,3200	0,5584	0,6834	+ 0,0161	+ 0,0173	+ 0,0121	+ 0,0145	+ 0,0156
0,10	0,3200	0,5558	0,6808	+ 0,0187	+ 0,0200	+ 0,0144	+ 0,0157	+ 0,0161
0,20	0,3200	0,5471	0,6721	+ 0,0274	+ 0,0291	+ 0,0216	+ 0,0200	+ 0,0186
0,30	0,2975	0,5730	0,6980	+ 0,0015	+ 0,0015	+ 0,0003	- 0,0001	- 0,0003
0,40	0,2750	0,5953	0,7203	- 0,0208	- 0,0196	- 0,0161	- 0,0161	- 0,0160
0,50	0,2525	0,6129	0,7379	- 0,0384	- 0,0337	- 0,0269	- 0,0269	- 0,0266
0,60	0,2300	0,6212	0,7462	- 0,0467	- 0,0375	- 0,0295	- 0,0295	- 0,0293
0,70	0,2075	0,6150	0,7400	- 0,0405	- 0,0292	- 0,0224	- 0,0219	- 0,0216
0,80	0,1850	0,5795	0,7045	- 0,0050	- 0,0031	- 0,0011	- 0,0005	- 0,0001
0,90	0,1600	0,4869	0,6119	+ 0,0876	+ 0,0443	+ 0,0359	+ 0,0348	+ 0,0341
0,95	0,1235	0,4520	0,5770	+ 0,1225	+ 0,0463	+ 0,0368	+ 0,0367	+ 0,0370
0,975	0,0910	0,4365	0,5615	+ 0,1380	+ 0,0378	+ 0,0299	+ 0,0303	+ 0,0309
1,00	0,0000	0,4270	0,5520	+ 0,1475	$\pm 0,0000$	$\pm 0,0000$	$\pm 0,0000$	$\pm 0,0000$

VI. Rechenbeispiele.

Um die Durchführung einer Auftriebsverteilungsrechnung zu erläutern, wird in folgendem eine solche Rechnung im Auszug wiedergegeben. Es handelt sich hierbei um einen normalen Tragflügel, der zur Zeit üblichen Bauarten entspricht. In Abb. 11 ist der Halbflügel im Grundriß dargestellt. Die betreffenden Festwerte für diesen Flügel sind in Tafel I zusammengestellt. Der Wirkungsgrad des Auftriebsanstieges wurde mit $\eta = 0,89$ entsprechend einer Profildicke von 12% bis 14% eingesetzt. Aus den Festwerten wurden die Integrale $\int_0^1 \frac{\sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{2m+1}{8}} \cdot dy$ für $m = 1,$

2, 3 graphisch ausgewertet und hieraus nach Formel (12) $\frac{\alpha_m}{a_1}$ bestimmt. Die Zusammenstellung in Tafel II zeigt, daß nur kleine Abweichungen eintreten, so daß der mittlere Anstellwinkel hieraus mit weniger als 1% Fehler bestimmt ist.

Tafel II.

m	$\int_0^1 \frac{\sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{2m+1}{8}} \cdot \alpha y$	$\frac{\alpha_m}{a_1}$
1	0,8272	0,6995
2	0,6543	0,7000
3	0,5420	0,6990

$\left[\frac{\alpha_m}{a_1} \right]_{\text{mittel}} = 0,6995$

Der als nullte Näherung über den Mittelwert von ξ bestimmte Wert von $\frac{\alpha_m}{a_1}$ ist mit 0,695 ebenfalls für Überschlagsrechnungen bereits ausreichend genau. Eine Kontrollrechnung für den Auftriebsanstieg des ganzen Flügels muß bekanntlich einen flacheren Anstieg ergeben, als den eines elliptischen umrissenen Flügels mit gleichem Λ und η . Die folgende Zusammenstellung zeigt die hierfür bestimmten Werte.

$$\left[\frac{\partial c_a}{\partial \alpha} \right]_{\text{ell}} = 2\pi \cdot \eta \cdot \frac{\Lambda}{\Lambda + 2\eta} = 4,595,$$

$$\left[\frac{\partial c_a}{\partial \alpha} \right]_{\text{eff}} = \frac{\pi}{2 \cdot F} \cdot \frac{\alpha_m}{a_1} = 4,588.$$

Da der Flügelumriß nicht wesentlich vom elliptischen Umriß abweicht, ist die Verminderung des Auftriebsanstiegs nur geringfügig.

Es wurde sodann die elliptische Schränkung $\left[\frac{\Lambda}{a_1} \right]_{\text{ell}}$ bestimmt und hieraus vier Stufen der Näherung der elliptischen Nullverteilung berechnet. Diese Werte wurden ebenfalls in Tafel I zusammengestellt. Die Koeffizientenbestimmung aus der harmonischen Analysis der

einzelnen Näherungen ist in Tafel III durch Gegenüberstellung der aus den einzelnen Stufen gewonnenen Koeffizienten gut zu übersehen.

Tafel III.

m	$\frac{a_3}{a_1}$	$\frac{a_5}{a_1}$	$\frac{a_7}{a_1}$
1	+ 0,0069	+ 0,0312	+ 0,0022
2	+ 0,0063	+ 0,0314	+ 0,0020
3	+ 0,0062	+ 0,0312	+ 0,0025

Man erkennt, daß die vorhandenen Abweichungen bereits innerhalb der Rechnungsgenauigkeit liegen und daß die über die Mittelwertbildung von $\xi + \frac{2m+1}{8}$ usw. be-

stimmten Koeffizienten bereits ausreichende Genauigkeit aufweisen. Den Verlauf der für die Rechnung wesentlichen Funktionen zeigt Abb. 12.

Um die Genauigkeit der Rechnung für die Bestimmung eines gebräuchlichen Flugzustandes zur Darstellung zu bringen, wurden die vier Näherungen der Normalverteilung auf einen Flugzustand von $c_{a\text{ges}} = 1,0$ umgerechnet. Hieraus wurde der Verlauf des Auftriebsbeiwertes bestimmt. Die betreffenden Zahlenwerte sind in Tafel IV zusammengestellt und durch Abb. 13 erläutert. Man sieht hier sehr deutlich, daß die erste Näherung die charakteristische Form der Auftriebsverteilung bereits eindeutig wiedergibt. Die Verbesserungen durch stufenweise Näherung sind so geringfügig, daß es zeichnerisch nur möglich ist, die vierte Näherung noch darzustellen. Auch im c_a -Beiwert sind die auftretenden Differenzen kaum größer als die Fehler bei der Messung dieser Beiwerte.

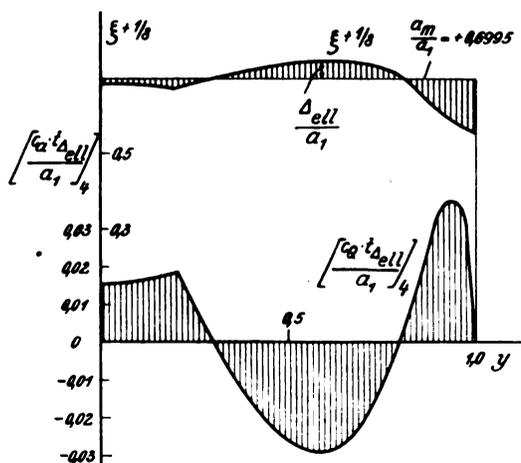


Abb. 12. Die elliptische Nullverteilung und zugehörige Schränkung entsprechend der Beispielrechnung.

Tafel IV. Normalverteilung für $c_{ages} = 1,0$.

y	$c_a \cdot t$ (1)	$c_a \cdot t$ (2)	$c_a \cdot t$ (3)	$c_a \cdot t$ (4)	c_a (1)	c_a (2)	c_a (3)	c_a (4)
0,00	0,3171	0,3155	0,3164	0,3166	0,9910	0,9860	0,9889	0,9896
0,10	0,3165	0,3147	0,3151	0,3153	0,9890	0,9833	0,9850	0,9853
0,20	0,3146	0,3122	0,3116	0,3113	0,9833	0,9759	0,9740	0,9730
0,30	0,2979	0,2975	0,2974	0,2973	1,0010	0,9998	0,9992	0,9990
0,40	0,2796	0,2808	0,2808	0,2808	1,0167	1,0210	1,0210	1,0210
0,50	0,2596	0,2616	0,2616	0,2618	1,0292	1,0361	1,0361	1,0367
0,60	0,2378	0,2403	0,2403	0,2403	1,0340	1,0446	1,0446	1,0446
0,70	0,2135	0,2156	0,2159	0,2160	1,0289	1,0394	1,0403	1,0409
0,80	0,1861	0,1867	0,1870	0,1870	1,0060	1,0092	1,0094	1,0094
0,90	0,1498	0,1472	0,1468	0,1466	0,9361	0,9200	0,9173	0,9161
0,95	0,1118	0,1089	0,1088	0,1089	0,9052	0,8818	0,8810	0,8818
0,975	0,0811	0,0786	0,0788	0,0790	0,8911	0,8639	0,8660	0,8681
1,00	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,8817	0,8530	0,8572	0,8620

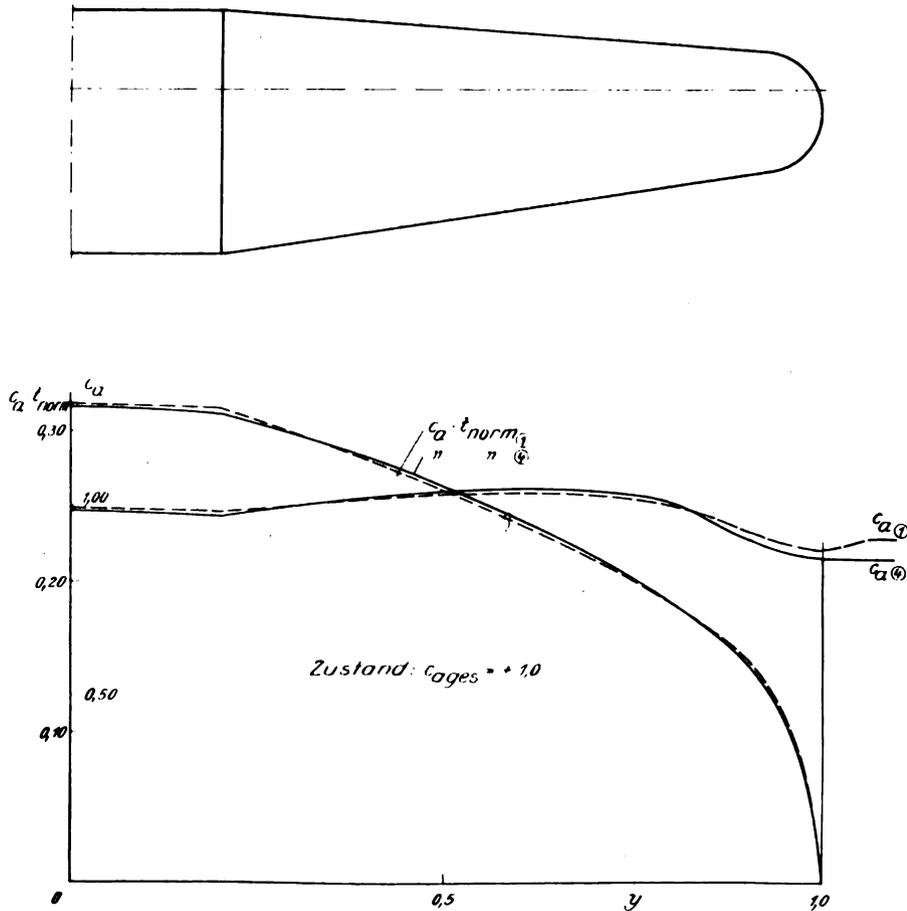


Abb. 13. Resultate der Auftriebsverteilungsrechnung für die erste und vierte Näherung.

Die Berechnung einer Nullverteilung wird der Kürze halber hier übergangen, da eine solche mit der ausgeführten Bestimmung der elliptischen Nullverteilung praktisch identisch ist. Wir gehen deshalb sofort zur Bestimmung einer durch Querruderausschlag erzeugten Rollverteilung über. Hierfür berechnen wir zuerst die normale Rollverteilung des Flügels. Die Zusammenstellung der betreffenden Zahlenwerte findet sich in Tafel V. Man erkennt, daß die Werte in dritter Näherung bereits ausreichende Konvergenz zeigen. Der Einfachheit halber wurde $\frac{\alpha_m/y}{a_2}$ lediglich für $m = 2$ nach Formel (21) zu $-1,6412$ bestimmt (Abb. 14).

Wir gehen nunmehr zur Berechnung der Querruderwirkung selbst über. Die Querruderform und -größe ist aus Abb. 11 ersichtlich. Zahlentafel VI zeigt den Rechnungsgang. Die Querruderwirkung bei verschiedener prozentualer Tiefe des Querruders wurde nach der in Abb. 15 dargestellten Kurve ermittelt. Die Kurve wurde durch Auswertung von Rudermessungen bestimmt. Es wurde hieraus $\epsilon = \frac{\partial \Delta \alpha_0}{\partial \beta}$ für verschiedene Punkte des Querruders abgelesen und durch Bildung des Integrals:

Tafel V.

y	$2 \left[\xi + \frac{1}{4} \right]$	$\left[\frac{\Delta y/y}{a_2} \right]$	$\left[\frac{c_a \cdot t_{Q, I}}{a_2} \right]$ (1)	$\left[\frac{c_a \cdot t_{Q, I}}{a_2} \right]$ (2)	$\left[\frac{c_a \cdot t_{Q, I}}{a_2} \right]$ (3)	$\left[\frac{c_a \cdot t_{Q, I}}{a_2} \right]$ (3)
0,00	1,6168	-0,0244	$\pm 0,0000$	$\pm 0,0000$	$\pm 0,0000$	$\pm 0,0000$
0,10	1,6116	-0,0296	-0,0028	+0,0008	+0,0004	+0,1994
0,20	1,5942	-0,0470	-0,0088	-0,0014	-0,0011	+0,3908
0,30	1,6460	+0,0048	+0,0013	+0,0083	+0,0083	+0,5807
0,40	1,6906	+0,0494	+0,0165	+0,0210	+0,0211	+0,7543
0,50	1,7258	+0,0846	+0,0329	+0,0333	+0,0336	+0,8996
0,60	1,7424	+0,1012	+0,0433	+0,0394	+0,0398	+0,9998
0,70	1,7300	+0,0888	+0,0398	+0,0328	+0,0326	+1,0324
0,80	1,6590	+0,0178	+0,0079	+0,0023	+0,0017	+0,9617
0,90	1,4738	-0,1674	-0,0665	-0,0611	-0,0595	+0,7251
0,95	1,4040	-0,2372	-0,0739	-0,0666	-0,0667	+0,5266
0,975	1,3730	-0,2682	-0,0620	-0,0557	-0,0566	+0,3767
1,00	1,3540	-0,2872	$\pm 0,0000$	$\pm 0,0000$	$\pm 0,0000$	$\pm 0,0000$

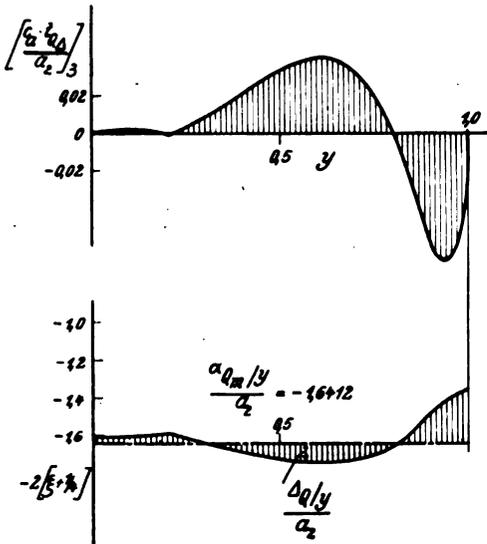


Abb. 14. Die elliptische Rollnullverteilung und die Trennung in mittleren Rollwinkel und elliptischen Rollschränkungswinkel.

$$\int_0^1 \frac{\epsilon}{y} \cdot \frac{y^2 \sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{1}{2}} \cdot dy$$

derjenige Wert von a_2 bestimmt, der die Trennung des zusätzlichen Querruderanstellwinkels in normalen Rollwinkel und in Rollnullwinkel ermöglicht. Aus dem Rollnullwinkel $\frac{\Delta q}{y}$ wurde sodann in der oben angegebenen Weise die zu-

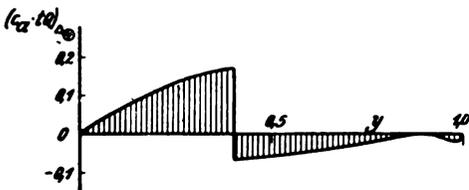
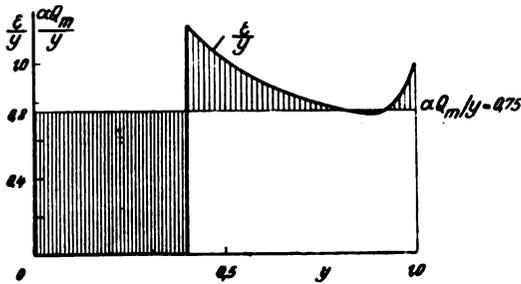


Abb. 16. Rollschränkungswinkel und Rollnullverteilung des Querruders.

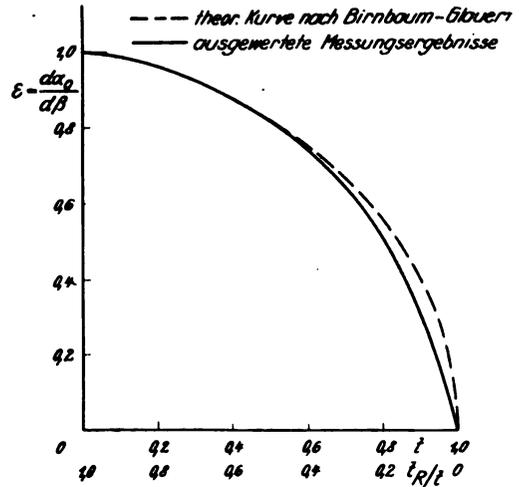


Abb. 15. Theoretische und gemessene Ruderwirkung im Bereich kleiner Ruderausschläge.

gehörige Rollnullverteilung in stufenweisen Näherungen ermittelt. Diese sind in der Tafel VI eingetragen. Abb. 16 zeigt den Verlauf der wesentlichen Funktionen.

Wie vorauszusehen, ist hierbei die Konvergenz schwächer, was insbesondere durch den unstetigen Anstellwinkel-sprung bei $y = 0,40$ hervorgerufen wird.

Es ist deshalb wichtig für uns, das Rechnungsergebnis nunmehr so zusammenzustellen, daß wir die Differenzen bei der näherungsweisen Bestimmung der Querruderauftriebsverteilung bezogen auf einen gebräuchlichen Querruderausschlagswinkel darstellen. Wir wählen $\beta = +10^\circ$ und erhalten die in der Tafel VII zusammengestellten Werte für die Rollverteilung mit 10° Querruderausschlag, die wir für die erste und vierte Näherung angeschrieben haben. Die betreffenden Auftriebsbeiwerte

Tafel VII.

y	$c_a \cdot t_q \textcircled{1}$	$c_a \cdot t_q \textcircled{4}$	$c_a \textcircled{1}$	$c_a \textcircled{4}$
0,00	$\pm 0,0000$	$\pm 0,0000$	$\pm 0,000$	$\pm 0,000$
0,10	$+0,0037$	$+0,0053$	$+0,012$	$+0,017$
0,20	$+0,0075$	$+0,0116$	$+0,024$	$+0,035$
0,30	$+0,0107$	$+0,0188$	$+0,036$	$+0,063$
0,40	$+0,0134$	$+0,0269$	$+0,049$	$+0,098$
	$+0,0834$	$+0,0685$	$+0,303$	$+0,240$
0,50	$+0,0848$	$+0,0763$	$+0,336$	$+0,302$
0,60	$+0,0838$	$+0,0812$	$+0,364$	$+0,353$
0,70	$+0,0818$	$+0,0838$	$+0,394$	$+0,404$
0,80	$+0,0771$	$+0,0786$	$+0,417$	$+0,425$
0,90	$+0,0667$	$+0,0675$	$+0,417$	$+0,422$
0,95	$+0,0549$	$+0,0543$	$+0,445$	$+0,440$
0,975	$+0,0444$	$+0,0425$	$+0,488$	$+0,467$
1,00	$\pm 0,0000$	$\pm 0,0000$		

Tafel VI.

y	ϵ	$\frac{\epsilon}{y}$	$\Delta q/y$	$[c_a \cdot t_q]_1 \textcircled{1}$	$[c_a \cdot t_q]_2 \textcircled{2}$	$[c_a \cdot t_q]_3 \textcircled{3}$	$[c_a \cdot t_q]_4 \textcircled{4}$
0,00	0,000	0,0000	$+0,7500$	$\pm 0,0000$	$\pm 0,0000$	$\pm 0,0000$	$\pm 0,0000$
0,10	0,000	0,0000	$+0,7500$	$+0,0707$	$+0,0597$	$+0,0569$	$+0,0605$
0,20	0,000	0,0000	$+0,7500$	$+0,1404$	$+0,1180$	$+0,1106$	$+0,1134$
0,30	0,000	0,0000	$+0,7500$	$+0,2000$	$+0,1697$	$+0,1545$	$+0,1501$
0,40	0,480	1,2000	$+0,7500$	$+0,2510$	$+0,2108$	$+0,1882$	$+0,1713$
			$-0,4500$	$-0,1506$	$-0,1162$	$-0,0876$	$-0,0672$
0,50	0,508	1,0160	$-0,2660$	$-0,1035$	$-0,0790$	$-0,0620$	$-0,0555$
0,60	0,536	0,8933	$-0,1433$	$-0,0613$	$-0,0468$	$-0,0416$	$-0,0449$
0,70	0,571	0,8157	$-0,0657$	$-0,0295$	$-0,0238$	$-0,0275$	$-0,0321$
0,80	0,611	0,7638	$-0,0138$	$-0,0061$	$-0,0084$	$-0,0153$	$-0,0122$
0,90	0,660	0,7333	$+0,0167$	$+0,0066$	$-0,0015$	$-0,0036$	$-0,0011$
0,95	0,743	0,7822	$-0,0322$	$-0,0100$	$-0,0148$	$-0,0102$	$-0,0095$
0,975	0,850	0,8718	$-0,1218$	$-0,0282$	$-0,0279$	$-0,0196$	$-0,0195$
0,00	1,000	1,0000	$-0,2500$	$\pm 0,0000$	$\pm 0,0000$	$\pm 0,0000$	$\pm 0,0000$

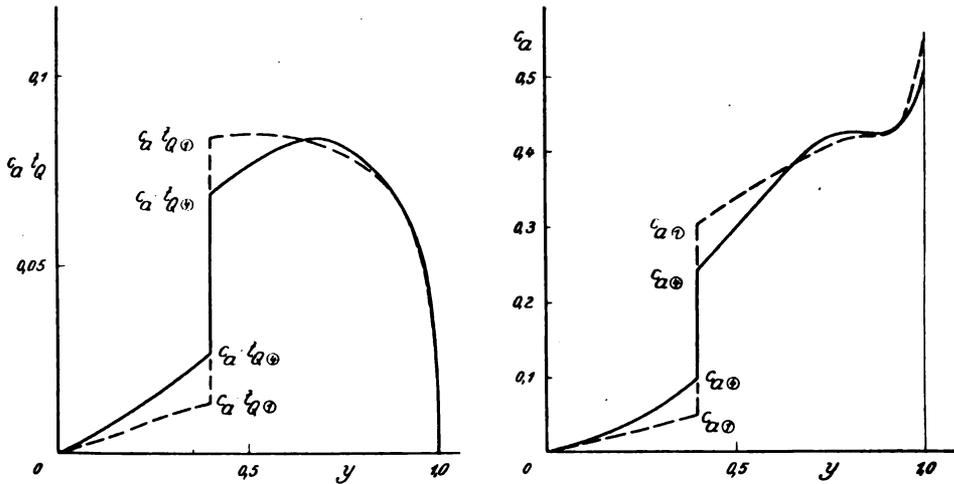


Abb. 17. Erste und vierte Näherung der Querruderrechnung.

wurden daraus errechnet. Der Verlauf ist aus Abb. 17 ersichtlich. Wir erkennen, daß auch hierbei nur geringfügige Fehler im Auftriebsbeiwert auftreten können. Um innerhalb der Genauigkeitsgrenzen der gemessenen aerodynamischen Beiwerte zu bleiben, hätte die zweite Näherung zur Berechnung der Querruderwirkung genügt.

Wir schließen hiermit die Beispielrechnung ab, mit dem Hinweis, daß ein Rechenschema zur Durchführung einer vollständigen Auftriebsverteilungsrechnung nach dem hier geschilderten Verfahren gesondert veröffentlicht wird.

VII. Vergleichsrechnungen.

Um die Brauchbarkeit des geschilderten Verfahrens zu prüfen, wurden einige Vergleichsrechnungen gegenüber anderen bekannten Verfahren angestellt. Die Normal- und Nullverteilung eines Flügels, der nach dem Lotzchen Verfahren gerechnet wurde, wurde von S. Hueber, Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jahrg. 24 (1933), Nr. 11, veröffentlicht. Es ist dies der Flügel des Segelflugzeugs »Flavag III«, dessen gerechnete Beiwerte der Auftriebsverteilung uns in freundlicher Weise von der AVA-Göttingen zur Verfügung gestellt wurden. Abb. 18 zeigt den Vergleich der Rechnungsergebnisse für eine Normalverteilung des Flügels, Abb. 19 den Einfluß der Schränkung (s. Abb. 5 und 6, Aufsatz von Hueber). Es handelt sich in diesem Falle allerdings nicht um eine reine Nullverteilung, da der Gesamtauftrieb negativ ist. Um die gegebenen Zahlenwerte jedoch verwenden zu können, wurde auf eine Umrechnung verzichtet. Man erkennt aus der Gegenüberstellung, daß bei der Normalverteilung stärkere Abweichungen zwischen den nach den Lotzchen und unserem Verfahren⁶⁾ gerechneten Werten be-

stehen. Bei der Bestimmung des Schränkungseinflusses sind die Differenzen zur geringfügig.

Um die Differenzen zwischen den beiden Rechnungen bei der Bestimmung der Normalverteilung zu klären, wurde nach einem eigenen Verfahren der induzierte Anstellwinkel für beide Auftriebsverteilungen bestimmt. Die Werte sind in Tafel VIII zusammengestellt.

Tafel VIII.

y	α_i Lotz	α_i Lippisch
0,00	+ 0,0301	+ 0,0316
0,30	+ 0,0355	+ 0,0361
0,50	+ 0,0404	+ 0,0378
0,70	+ 0,0395	+ 0,0388

Bei der Bestimmung des induzierten Anstellwinkels handelt es sich nicht um ein analytisches Verfahren, sondern um graphische Integration aus dem durch die Rechnung bestimmten Kurvenverlauf.

Um nun weiterhin die Güte der Näherung der betreffenden Auftriebsverteilungsrechnungen festzustellen, bestimmt man aus $c_a \cdot t$, α_i und der gegebenen Tiefe t den örtlichen Anstellwinkel als:

$$\alpha = \frac{c_a \cdot t}{2\pi \cdot \eta \cdot t} + \alpha_i$$

Da die Normalverteilung von einem für alle Punkte der Spannweite konstanten Anstellwinkel ausgeht, müssen bei richtiger Lösung die berechneten α -Werte in Übereinstimmung sein.

Tafel IX zeigt die Rechnungsergebnisse für beide Verfahren, während wir in Abb. 20 den Verlauf der rückwärtsbestimmten α -Verteilung ebenfalls für beide Ver-

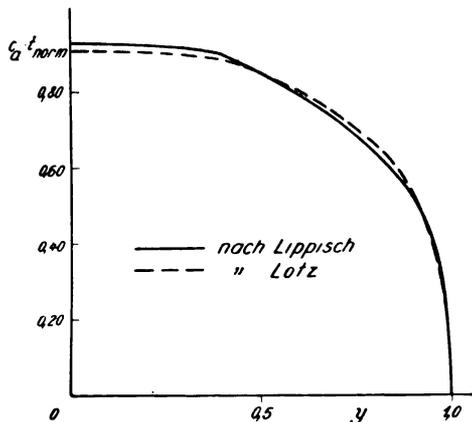


Abb. 18. Vergleich der Rechnungsergebnisse der Normalverteilungen des »Flavag-III-Flügels«.

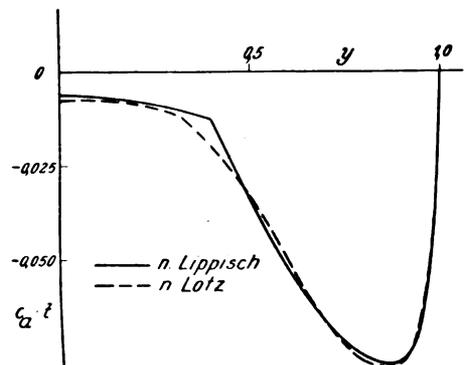


Abb. 19. Vergleich der Rechnungsergebnisse des Schränkungseinflusses am »Flavag-III-Flügel«.

Tafel IX.

y	α_{Lotz}	α_{Lippisch}
0,00	+ 0,2499	+ 0,2559
0,30	+ 0,2526	+ 0,2564
0,50	+ 0,2600	+ 0,2565
0,70	+ 0,2593	+ 0,2546

fahren dargestellt haben. Man erkennt aus dieser Zusammenstellung deutlich, daß die Differenzen bei der Bestimmung dadurch entstanden sind, daß die nach Lotz durchgeführte Rechnung ungenauere Resultate lieferte. Man hätte den Vergleich auch durchführen können, indem man aus dem rechnerisch bestimmten mittleren Anstellwinkel die Tiefenverteilung ermittelt hätte. Da der mittlere Anstellwinkel bei der von Hueber durchgeführten Rechnung nicht bekannt war, wurde der aus unserer Rechnung ermittelte mittlere Anstellwinkel der Vergleichsrechnung zugrunde gelegt.

Tafel X.

y	$t_{\text{winkl.}}$	t_{Lotz}	t_{Lippisch}
0,00	0,2333	0,2269	0,2333
0,30	0,2333	0,2298	0,2338
0,50	0,2185	0,2225	0,2187
0,70	0,1888	0,1917	0,1877

In Tafel X und Abb. 21 sind diese Ergebnisse zusammengestellt. Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die aus der zweiten Näherung unseres Verfahrens bestimmte Auftriebsverteilung bereits sehr brauchbare Ergebnisse liefert, wobei die Bestimmung der zweiten Näherung rechnerisch in kürzester Zeit durchgeführt werden kann.

Das Ergebnis einer Vergleichsrechnung mit dem Verfahren von H. Glauert zeigt Abb. 22. Es handelt sich hierbei um die Nullverteilung eines geschränkten Spitzflügels, der einmal nach dem Vier-Punkteverfahren von Glauert und dann nach dem Schema zur Bestimmung der zweiten Näherung der obengenannten Veröffentlichung berechnet wurde. Die Übereinstimmung liegt hier innerhalb der Rechengenauigkeit.

Zur Kontrolle des Rechenverfahrens zur Bestimmung der Querruderwirkung wurde auf ein Beispiel zurückgegriffen, das im dritten Teil der Arbeit von I. Lotz, Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jahrg. 22 (1931), Nr. 7, veröffentlicht wurde. Hier werden für einen Rechteckflügel mit veränderlicher Querruderlänge die Beiwerte des Rollmomentes, des induzierten Kursmomentes usw. bestimmt. Der Beiwert ζ des Rollmomentes nach Lotz ist definiert als:

$$\zeta = \frac{c_{m_q}}{\pi \cdot c_1 \cdot \frac{b}{8} \cdot t_0 \cdot \alpha_q}$$

hierin ist:

$$c_{m_q} = \frac{M_q}{q \cdot F \cdot t}$$

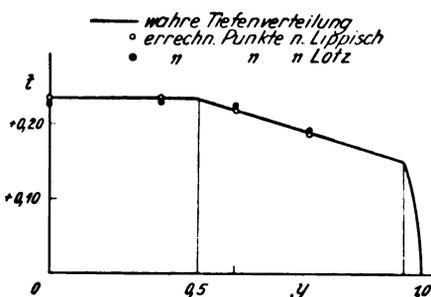


Abb. 21. Vergleich der wahren Tiefenverteilung auf Grund der Resultate der Auftriebsverteilungsrechnung.

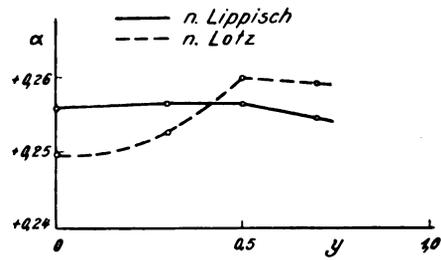


Abb. 20. Vergleich des wahren Anstellwinkelverlaufes der beiden Nachrechnungen.

und

$$c_1 = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial c_a}{\partial \alpha} \right]_{\alpha \rightarrow \infty} = \pi \cdot \eta.$$

Der Beiwert des induzierten Kursmomentes ξ ist nach Lotz:

$$\xi = \frac{c_{m_s}}{\pi \cdot \frac{c_1^2}{16} \cdot \alpha_q \cdot \alpha_q}$$

hierin ist:

$$c_{m_s} = \frac{M_s}{q \cdot F \cdot t}$$

α_q = Gesamtanstellwinkel.

Es wurde nun von uns die erste Näherung der Querruderauftriebsverteilung für die von Lotz angegebenen Festwerte bestimmt als:

$$c_a \cdot t_q = \frac{y \sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{1}{2}} \left[\frac{\alpha_q}{y} - \frac{a_2}{2} \right].$$

Die zur Bestimmung des Kursmomentes hinzuzufügende Normalverteilung wurde ebenfalls aus der ersten Näherung wie folgt berechnet zu:

$$c_a \cdot t = \frac{\sqrt{1-y^2}}{\xi + \frac{3}{8}} \left[\alpha_q + \frac{a_1}{4} \right].$$

Die Berechnung der Verteilungen nach diesen Beziehungen ist bereits weiter oben erläutert worden, weshalb wir hier nicht mehr darauf eingehen wollen.

Die von uns ermittelten Beiwerte wurden durch graphische Integration der betreffenden Funktion bestimmt. Abb. 23 und 24 zeigen das Ergebnis der Vergleichsrechnung für Rollmoment und Kursmoment des Flügels vom Seitenverhältnis 1 : 5.

Diese Abbildungen sind der Lotzschen Arbeit (Abb. 2 und 3) direkt entnommen und die von uns gerechneten Punkte eingetragen. Man erkennt daraus, daß die erste Näherung bereits gute Übereinstimmung mit der Lotzschen Kurve ergibt, während die gestrichelte Linie der Bestimmung nach Wieselsberger-Glauert größere Abweichungen zeigt.

Die örtlichen Fehler der ersten Näherung des hier geschilderten Verfahrens haben keinen Einfluß mehr auf das Ergebnis solcher Rechnungen, die die Wirkung des Flügels als ganzes untersuchen. Man wird also auch bei der Unter-

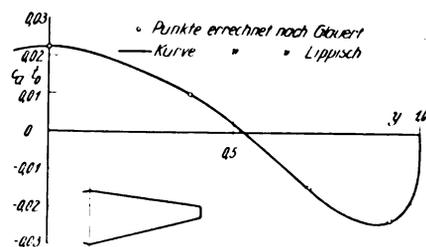


Abb. 22. Vergleichsrechnung einer Nullverteilung.

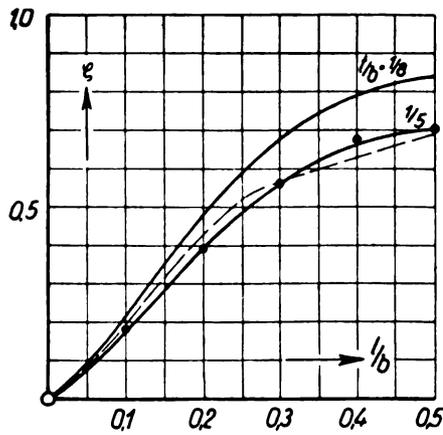


Abb. 23. Rollmomentenbeiwert von Rechtecksflügeln mit Querrudern nach Lotz (ZFM 1931). Die eingetragenen Punkte wurden als erste Näherung nach Lippisch bestimmt.

suchung der Querruderwirkung verschiedener Umriss- und Querruderformen mit den einfachen Beziehungen der ersten Näherung unseres Verfahrens brauchbare Ergebnisse erzielen.

VIII. Zusammenfassung.

Die Bestimmung der Auftriebsverteilung eines Tragflügels in verschiedenen Flugzuständen bildet die Grundlage zur aerodynamischen und statischen Durchbildung dieses Flügels. Eingangs werden die hierbei maßgebenden Gesichtspunkte erläutert. Es werden sodann die allgemeinen Grundlagen zum Aufbau eines solchen Verfahrens aus der Tragflügeltheorie zusammenfassend dargestellt. Zur übersichtlichen Anordnung der Berechnung wird die Auftriebsverteilung in vier Elementarverteilungen zerlegt. Diese Zerlegung wird auch beim Anstellwinkelverlauf sinngemäß durchgeführt.

Wie die meisten übrigen Verfahren gründet sich auch dieses Verfahren auf die Anwendung der Fourier-Reihe bei der Darstellung der Auftriebsverteilung. Es ergeben sich sodann für Auftriebs- und Anstellwinkelverteilung die aus anderen Arbeiten bekannten Ausdrücke. Durch Einsetzen der Anstellwinkelverteilung in die Fourier-Reihe für die Auftriebsverteilung gewinnt man eine zusammengesetzte dritte Reihe, die sich für die Bestimmung der Auf-

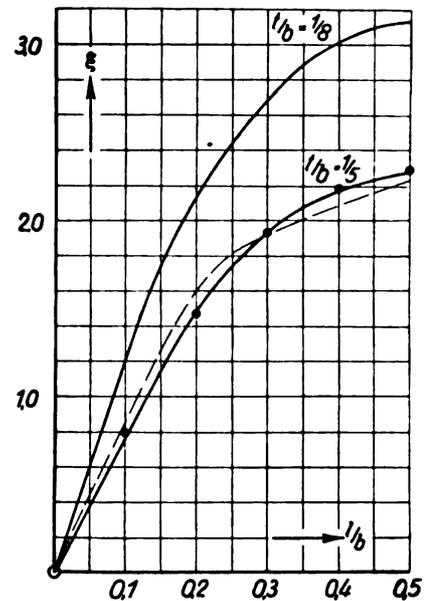


Abb. 24. Induzierter Kursmomentenbeiwert von Rechtecksflügeln mit Querrudern nach Lotz (ZFM 1931). Die eingetragenen Punkte wurden als erste Näherung nach Lippisch bestimmt.

triebsverteilung als besonders vorteilhaft erweist. Verwendet man nämlich die Fourier-Reihe selbst zur Darstellung der Auftriebsverteilung, so ist man gezwungen, eine größere Anzahl von Koeffizienten zu berechnen, um die bekannterweise auftretenden Schwingungen auszugleichen. Die aus der Fourier-Reihe und der Anstellwinkelverteilung gebildete Funktion vermeidet diesen Nachteil. Durch Einfügung des Anstellwinkelverlaufes treten die höheren Glieder der Fourier-Reihe in ihrem Einfluß auf die Gestalt der Auftriebsverteilung stark zurück, so daß es möglich ist, durch Bestimmung weniger Koeffizienten eine brauchbare Näherung anzugeben. Nachdem die hierfür verwendeten Formeln für die vier Elementarverteilungen entwickelt worden sind, wird der Rechnungsgang an Hand einer Beispielsrechnung erläutert. Es wird weiterhin ein graphisches Verfahren angegeben, welches die Bestimmung niedrigerer Näherungen auf zeichnerischem Wege gestattet. Zum Schluß werden die Ergebnisse einiger Vergleichsrechnungen mit anderen Verfahren mitgeteilt.

Ein neues Verfahren zur Prüfung des Aufreißwiderstandes metallischer Werkstoffe.

Von P. Brenner.

Bericht 35/05 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, e. V., Berlin-Adlershof.

Bei der Herstellung und Verarbeitung metallischer Werkstoffe entstehende Eigenspannungen führen unter den Gebrauchs- oder Betriebsbedingungen häufig zu Aufreißerscheinungen. Die Folge ist in der Regel eine Zerstörung des Gebrauchswertes des betreffenden Teils und unter Umständen eine Gefährdung der Betriebssicherheit ganzer Maschinen- und Baukonstruktionen. Die Entwicklung von Verfahren zur Prüfung der Widerstandsfähigkeit von Werkstoffen gegen Aufreißen vor ihrer Verwendung ist daher von großer praktischer Bedeutung.

Gliederung.

1. Einleitung.
2. Beispiele von Aufreißerscheinungen an Halbzeugen aus Leichtmetall.
3. Prüfung der Aufreißempfindlichkeit.
4. Beschreibung des neuen Verfahrens.
5. Versuchsergebnisse.
6. Versuche mit unmittelbar:er Gewichtsbelastung.
7. Zusammenfassung.

1. Einleitung.

Das Aufreißen metallischer Werkstoffe unter mechanischen Spannungen und gleichzeitiger Einwirkung der Korrosion ist eine weit häufiger auftretende Erscheinung als im allgemeinen bekannt ist. Wie schon aus dem einschlägigen Schrifttum hervorgeht, beschränkt sich das Aufreißen nicht auf eine bestimmte Werkstoffart wie z. B. das Messing, sondern tritt auch bei verschiedenen anderen Werkstoffen auf. In neuerer Zeit sind vor allem eine Reihe solcher Fälle bei Leichtmetallen beobachtet worden¹⁾. Die praktische Verwendbarkeit einiger neuerer Aluminium- und Magnesiumlegierungen wird zur Zeit durch ihre Neigung zum Aufreißen stark beeinträchtigt.

2. Beispiele von Aufreißerscheinungen an Halbzeugen und Bauteilen aus Leichtmetall.

In Abb. 1 sind Abschnitte eines Rohres aus einer Magnesium-Aluminiumlegierung wiedergegeben. An dem Rohr traten nach etwa 1 ½ jähriger Lagerung in einem trockenen Raum (Materiallager) eine große Zahl, meist in Längsrichtung verlaufender Risse auf. Eine nähere Untersuchung ergab, daß das Rohr vom Kaltziehen herrührende Eigenspannungen von mehr als 40 kg/mm² enthielt. Die Zugfestigkeit des Rohres betrug etwa 54 kg/mm².

Nach verhältnismäßig kurzer Betriebszeit (etwa 45 h) wurden an verschiedenen Deckeln eines Flugzeugschwimmers aus einer Magnesium-Aluminiumlegierung von dem am Umfang angeordneten Nieten nach dem Rand verlaufende Risse beobachtet (Abb. 2). Bei einem Niet war ferner der Kopf abgeplatzt. Der an dieser Stelle aufgetretene Riß ist in der vergrößerten Abb. 3 besser zu erkennen. Er verläuft in radialer Richtung zwischen Nietloch und Deckelrand und setzt sich auf der anderen Seite des Nietloches noch etwas nach der Mitte des Deckels fort. Der Rißverlauf deutet darauf hin, daß sowohl am Rande des Nietloches als auch am Deckelrande Zugspannungen in tangentialer Richtung vorhanden waren. Erstere sind beim Nieten durch das Stauchen des Nietenchaftes, letztere durch die am Deckelrand wirkenden Auflagekräfte beim Aufspannen der Deckel auf den Schwimmer entstanden.

Abb. 4 zeigt einen Ausschnitt aus einer Profilleiste, die ebenfalls aus einer Magnesium-Aluminiumlegierung bestand und im Betriebe durch Aufreißen versagte. Die Zer-

störung war besonders stark am Rücken des Profils, wo an einer Stelle sogar ein Stück von einer Größe von etwa 5 cm² herausgesprungen war. Verschiedentlich hatten sich auch Risse an den Flanschteilen gebildet, die von den Nietlöchern nach den Profilkanten verliefen. Die das Aufreißen bewirkenden Spannungen rühren in diesem Falle einerseits von den Verformungen beim Ziehen der Profilleiste, andererseits vom Aufnieten der ursprünglich geraden Profilleiste auf die gewölbte Schwimmeroberfläche

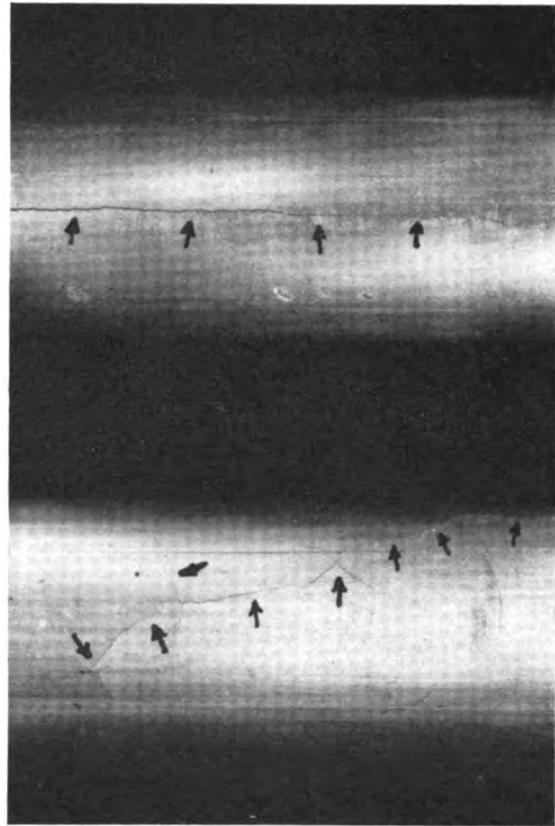


Abb. 1 a und b. Rißerscheinungen an einem Rohr (Mg-Al-Legierung) nach 1 ½ jähriger Lagerung. Eigenspannungen > 40 kg/mm².

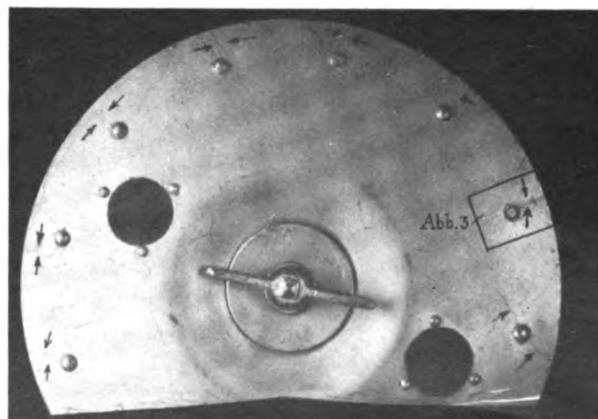


Abb. 2. Schwimmerdeckel (Mg-Al-Legierung) mit von den Nietlöchern nach dem Deckelrand verlaufenden Rissen.

¹⁾ P. Brenner, Untersuchungen über Spannungs-Korrosionsrisse an Leichtmetallen. Z. Metallkde. Bd. 24 (1932), Nr. 7, S. 145-151.

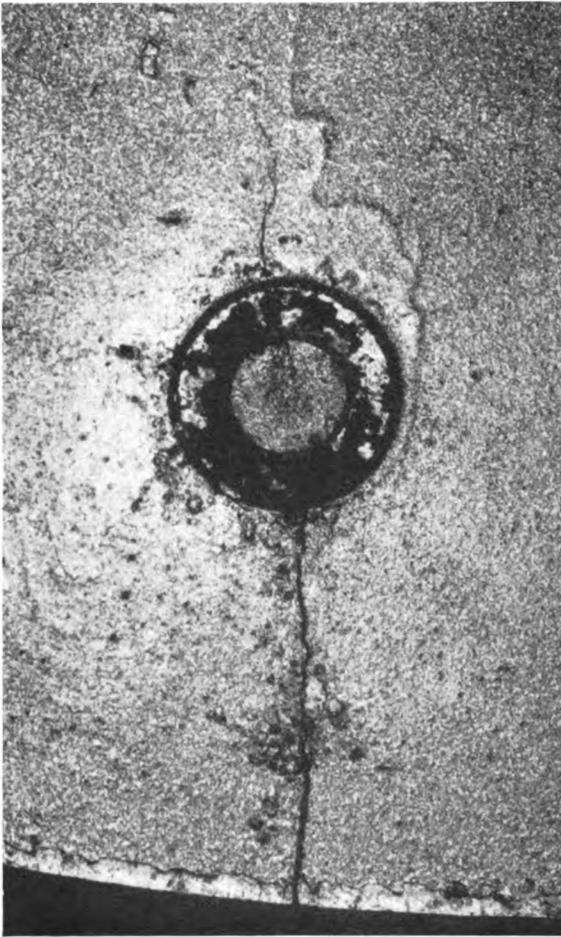


Abb. 3. Rißverlauf an der in Abb. 2 gekennzeichneten Stelle ($V=9\times$).



Abb. 5. Mikroaufnahme eines auf Abb. 4 sichtbaren Risses. (Querschliff) Starker Kornzerfall ($V=200\times$).

her, wodurch hohe Zugspannungen im Profilrücken erzeugt wurden. — Die Mikroaufnahme eines Querschliffes in der Nähe eines derartigen Risses läßt deutlich den bereits weit vorgeschrittenen Kornzerfall des Werkstoffes an dieser Stelle erkennen (Abb. 5).

Eigenartige Rißerscheinungen traten an einer Versuchsflügelrippe aus einer Magnesiumlegierung nach 10monatigem Witterungsangriff in Adlershof auf. Die Rippe war aus gezogenen U-Profilen zusammengenietet und mit einem Anstrich aus Aluminiumbronze geschützt. Die Risse verliefen längs und quer zur Achse der Profile und nahmen vielfach mehr als 50 vH der Querschnittsfläche der Profile ein (Abb. 6). Verschiedene andere Rißformen zeigen Abb. 7 und 8. — Eine Gefügeaufnahme mit dem Ende eines derartigen Risses ist in Abb. 9 wiedergegeben. Bemerkenswert ist, daß der Riß hier nicht entlang den Korngrenzen, sondern durch die Körner hindurch verläuft.

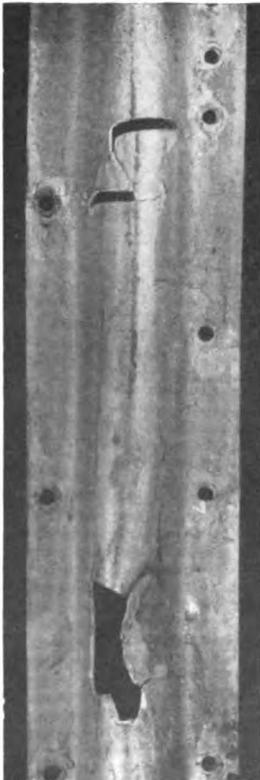


Abb. 4. Aufreißerscheinungen an einer Schwimmerprofileiste (Mg-Al-Legierung). Starke Zerstörung, besonders am Profilrücken. Risse an den Nietlöchern.

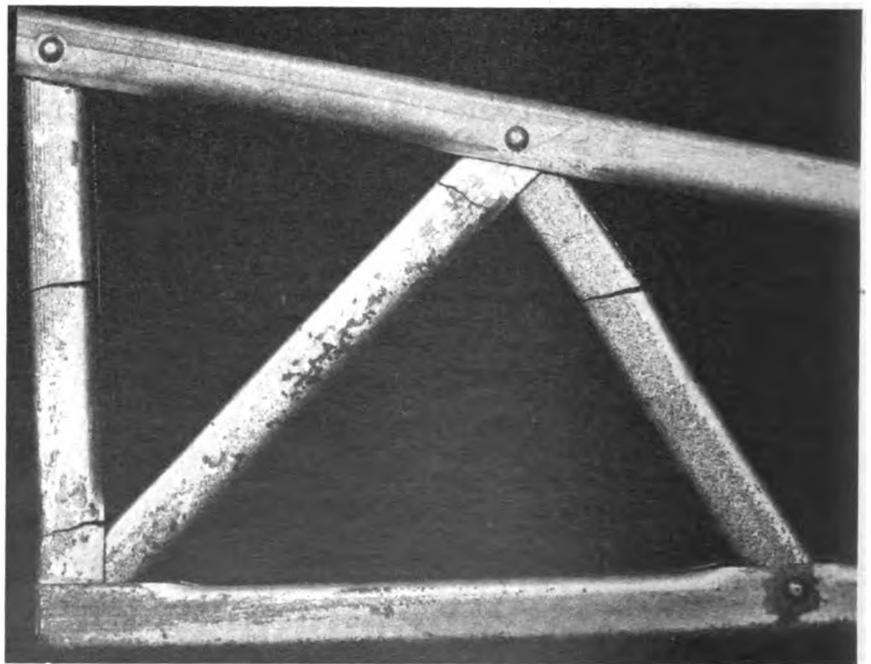


Abb. 6. Ausschnitt aus einer Versuchs-Flügelrippe (Mg-Legierung) mit zahlreichen Rissen nach 10monatigem Witterungsangriff.

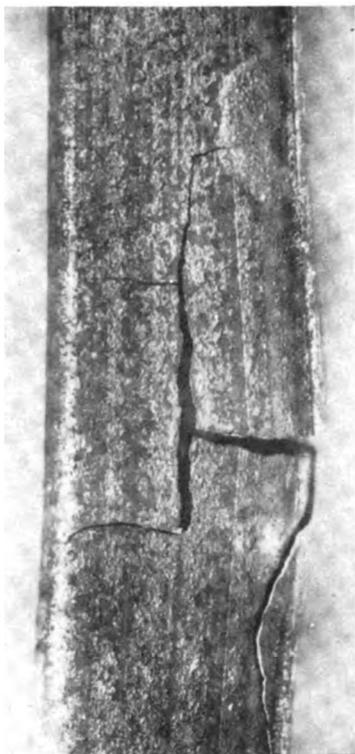


Abb. 7. Zerstörung eines Profils der Versuchsflügelrippe (Abb. 6) durch Aufreißen ($V=3\times$).

3. Prüfung der Aufreißempfindlichkeit.

Obwohl das Aufreißen als eine der unangenehmsten Arten des Versagens eines Werkstoffes im Betriebe angesehen werden kann, und daher die Forderung erhoben werden muß, aufreißempfindliche Werkstoffe im Hinblick auf die Betriebssicherheit von der praktischen Verwendung auszuschließen, hat sich die Werkstoffprüfung mit diesem Problem bisher nur verhältnismäßig wenig befaßt. Dies wundert um so mehr, als z. B. zur Prüfung der Widerstandsfähigkeit von Werkstoffen gegen andere Beanspruchungsarten, wie z. B. Schlag, Ermüdung, Verschleiß usw. bereits bestimmte Verfahren entwickelt worden sind, mit denen zuverlässige zahlenmäßige Unterlagen für die Beurteilung von Werkstoffen im Hinblick auf ihre praktische Brauchbarkeit erhalten werden können.

Die Verfahren zur Prüfung eines Werkstoffes auf sein Verhalten unter einer mechanischen Spannung und gleichzeitiger Einwirkung der Korrosion sind demgegenüber noch wenig entwickelt. Meist wird der Werkstoff in einem den praktischen Verhältnissen entsprechenden Spannungszustand einem Korrosionsangriff ausgesetzt und festgestellt, ob nach einer bestimmten Versuchszeit Aufreißen eintritt oder der Werkstoff unversehrt bleibt. Vielfach fehlen bei diesen Versuchen genaue Angaben über Größe und Art der dem Werkstoff aufgezwungenen Spannungen. Im Schrifttum sind zwar Versuche beschrieben, bei denen die Spannungen auf rechnerischem Wege aus den Verformungsgrößen erfolgten. Hatfield und Thirkell²⁾ errechneten z. B. bei Aufreißversuchen mit auf Biegung beanspruchten Messing-Blechproben die wirksame Spannung auf Grund der Beziehung

$$\sigma = \frac{E \cdot a}{2r},$$

wobei E der Elastizitätsmodul, a die Blechdicke und r der Krümmungsradius der neutralen Faser der untersuchten Probe bedeutet. — Zur Bestimmung des E -Moduls muß hierbei ein Festigkeitsversuch mit Dehnungsmessung

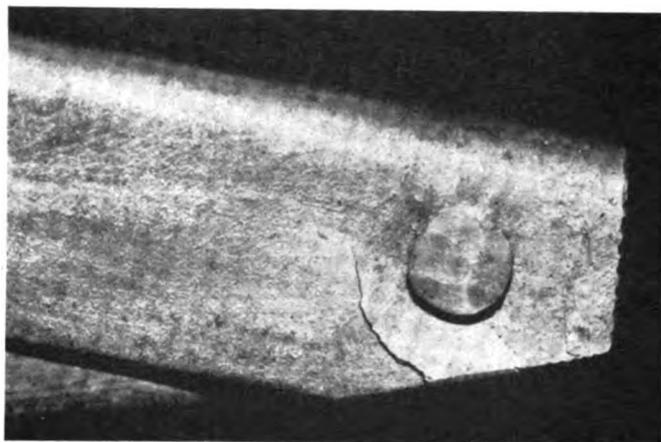


Abb. 8. Riß am Rippenende in der Nähe eines Niets ($V=3\times$).

durchgeführt werden. Schwierig gestaltet sich das genaue Ausmessen des Krümmungsradius, besonders wenn es sich um sehr geringe Verformungen, d. h. niedrige Spannungen handelt oder dünne Proben mit anfänglichen kleinen Verformungen verwendet werden, die auch durch Richten nicht völlig beseitigt werden können. Schließlich ist zu erwähnen, daß die angegebene Beziehung für die Spannungsermittlung die Gültigkeit des Hookschen Gesetzes voraussetzt und deshalb bei Werkstoffen mit niedriger Elastizitätsgrenze nur in sehr kleinen Bereichen angewendet werden kann, die für die praktische Beurteilung des Werkstoffes oft nicht von Interesse sind. Es muß auch damit gerechnet werden, daß sich der der Spannungsberechnung zugrunde gelegte Krümmungsradius während des Versuches infolge elastischer Nachwirkung oder durch den fortschreitenden Korrosionsangriff ändert und so die zu den Bedingungen des Versuchsbeginns errechnete Spannung für das Versuchsende nicht mehr maßgebend ist.

4. Beschreibung des neuen Verfahrens.

Bei der Entwicklung des neuen Verfahrens wurden besonders folgende Verbesserungen angestrebt:



Abb. 9. Gefügeaufnahme eines an der Versuchsflügelrippe (Abb. 6) aufgetretenen Risses. Kornspaltungsriß ($V=210\times$). Geätzt mit 3proz. alkoh. HNO_3 .

²⁾ Hatfield u. Thirkell, Season-cracking, I. Inst. Met. London, Bd. 12 (1919), S. 67.

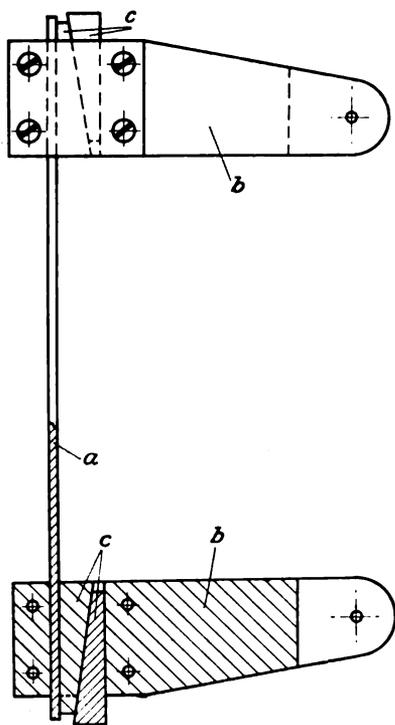


Abb. 10. Einspannvorrichtung für prismatische Probestäbe.
a) Probestab, b) Hebel aus Isolierstoff, c) Doppelkeil-Verbindung.

1. Erzeugung eines genau definierten Spannungszustandes,
2. einwandfreie und einfache Ermittlung der Größe der wirksamen Spannung,
3. Möglichkeit einer Konstanzhaltung der die Spannung erzeugenden äußeren Kräfte während des Korrosionsversuchs.

Zu diesem Zweck ist die in Abb. 10 dargestellte Vorrichtung entwickelt worden. An den Enden des prismatischen Probestabes sind mit Hilfe einer Doppelkeilverbindung rechtwinklig zur Stabachse Hebel von etwa 80 mm Länge befestigt. Hebel und Keile bestehen aus Isolierstoff (Kunstharz), um zu vermeiden, daß der Probestab beim Korrosionsversuch mit anderen Metallen oder deren Korrosionsprodukte in leitende Berührung kommt. Der Probestab wird nun durch an den Hebelenden angreifende, parallel zur Stabachse gerichtete Kräfte in einer Festigkeitsmaschine auf Biegung beansprucht. In Abb. 11 geschieht dies durch Kräfte, die den Stab nach außen durchbiegen. (Der Probestab kann auch durch entgegengesetzt wirkende Kräfte nach der anderen Seite durchgebogen werden.) Die über die Stablänge gleichmäßig verteilte Biegespannung berechnet sich bei einer Hebellänge von $l = 80$ mm aus

$$\sigma = \frac{8P}{W} \text{ kg/cm}^2,$$

wobei P die an der Festigkeitsmaschine abgelesene Belastung (kg) und W das Widerstandsmoment des Probestabes (cm^3) ist. An einem, ebenfalls in Abb. 11 sichtbaren, leicht aufsetzbaren Maßstab kann die zugehörige Durchbiegung abgelesen werden. Der Probestab samt Einspann- und Meßvorrichtung wird hierauf aus der Festigkeitsmaschine herausgenommen und die gewünschte Biegespannung dadurch erzeugt, daß die Hebelenden — wie aus Abb. 12 ersichtlich — durch eine Metallschiene zusammengezogen werden, bis die in der Festigkeitsmaschine ermittelte Durchbiegung des Probestabes erreicht ist. Die Metallschiene ist zu diesem Zweck mit einer Reihe von Löchern versehen, in die die an den Hebelenden angebrachten Stifte eingesetzt werden können. In diesem Zustand wird der Probestab dem Korrosionsangriff ausgesetzt. Es wird dann der Zeitpunkt bestimmt, bei dem Ribbildung oder vollständiger Bruch des Stabes eintritt.

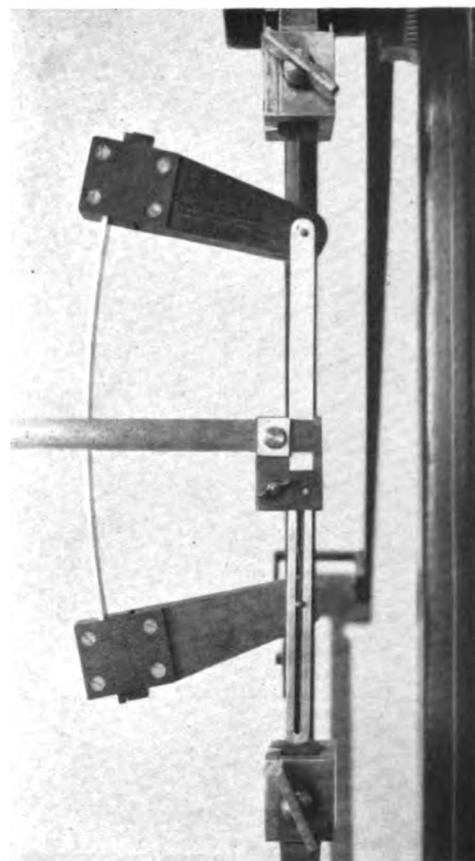


Abb. 11. Belastung des Probestabes in der Festigkeitsmaschine.

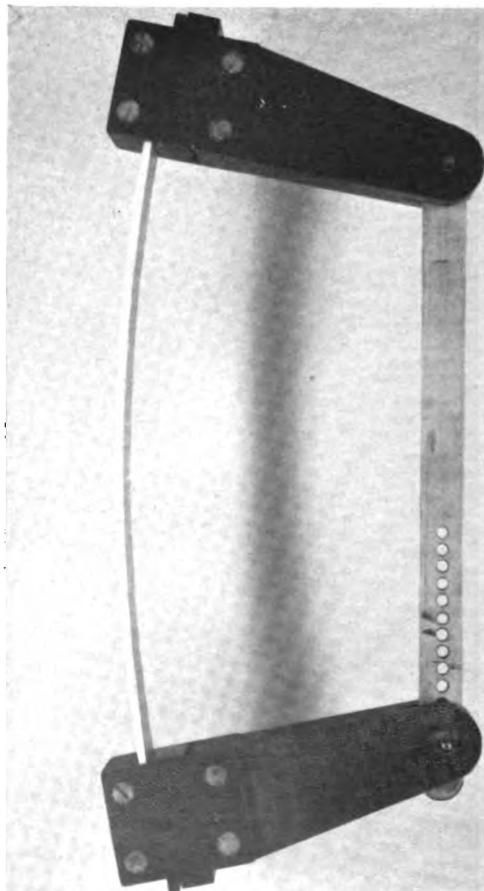


Abb. 12. Probestab in gespanntem Zustand, in dem der Korrosionsangriff erfolgt.

Werden mehrere Stäbe des gleichen Werkstoffes bei verschiedenen hoher Biegespannung geprüft, so kann die für diesen Werkstoff charakteristische Abhängigkeit der Korrosionsdauer bis zum Bruch von der Größe der Biegespannung bzw. derjenigen Spannung bestimmt werden, die der Werkstoff ohne Aufreißen erträgt.

5. Versuchsergebnisse.

Nach dem beschriebenen Verfahren wurden folgende Werkstoffe geprüft: Duralumin, Lautal, Duralplat, Hydronalium, und zwar wurden aus 2 mm dicken Blechen dieser Werkstoffe Probestreifen von 160 mm Länge und 20 mm Breite längs zur Walzrichtung herausgearbeitet. Aus dem Hydronaliumblech wurde außerdem ein Probestab quer zur Walzrichtung entnommen.

Duralumin und Lautal wurden in zwei verschiedenen Wärmebehandlungszuständen — bei Raumtemperatur ausgehärtet und bei erhöhter Temperatur ausgehärtet —, Duralplat nur in warm ausgehärtetem Zustand untersucht. Nähere Angaben über die Wärmebehandlung und die Legierung der einzelnen Werkstoffe sind in Zahlentafel 1 enthalten.

Je Legierung und Zustand wurden zwei Probestäbe bei verschieden großen Biegespannungen in die beschriebene Vorrichtung eingespannt und unter gleichen Bedingungen dem Korrosionsangriff ausgesetzt. Die in die Einspannvorrichtungen eingebauten Probestäbe wurden im Salz-

wassersprühschrank so aufgehängt, daß die Probestaboberfläche möglichst gleichmäßig angegriffen wurde (Probestabachse waagrecht, Probestabquerschnitt hochkant). In den Sprühschrank wurde stündlich auf die Dauer von 10 Minuten eine 3proz. Kochsalzlösung als feiner Nebel eingblasen. In bestimmten Zeitabständen wurden die Proben auf Ribbildung untersucht und die angerissenen bzw. gebrochenen Stäbe herausgenommen. Die nach einer Versuchszeit von 9 Monaten nicht gebrochenen Stäbe wurden in unverändertem Spannungszustand zur Beschleunigung des Angriffs in das Wechsellagergerät der DVL³⁾ eingehängt. Die Probestäbe befanden sich hier abwechselungsweise eine Stunde in einer 3proz. Kochsalzlösung und eine Stunde an der Luft.

Die Versuchsergebnisse sind in Tafel I zusammengestellt.

Zuerst waren die im Anlieferungszustand vorliegenden (bei erhöhter Temperatur ausgehärteten) Lautal-Probestäbe gebrochen, und zwar der mit 18,5 kg/mm² beanspruchte Stab (L 2) nach 4 Monaten (Abb. 13), der mit 13,2 kg/mm² beanspruchte Stab (L 1) nach 9 1/2 Monaten. Man erkennt hieraus den starken Einfluß der Größe der Spannung auf den Zeitpunkt, bei dem Aufreißen eintritt. — Nach 12 monatiger Versuchszeit brach der mit 18,8 kg/mm² beanspruchte, ebenfalls bei erhöhter Temperatur ausgehärtete Duraluminstab (D 4). Bei allen diesen Stäben erfolgte der Bruch durch quer zur Stabachse verlaufende Risse. Stab L 1 war doppelt gebrochen.

Die bei Raumtemperatur ausgehärteten Duralumin- und Lautalproben sowie die Hydronalium- und Duralplatproben waren auch nach 12 monatiger Versuchszeit nicht gebrochen. Es konnten auch keine Anrisse festgestellt werden. Nicht gebrochen war ferner der niedriger beanspruchte (13,2 kg/mm²), warm ausgehärtete Duraluminstab (D 3).

Abb. 14 bis 16 zeigen das Aussehen der nach dem Korrosionsversuch aus den Einspannvorrichtungen ausgebauten Proben. Den stärksten Korrosionsangriff

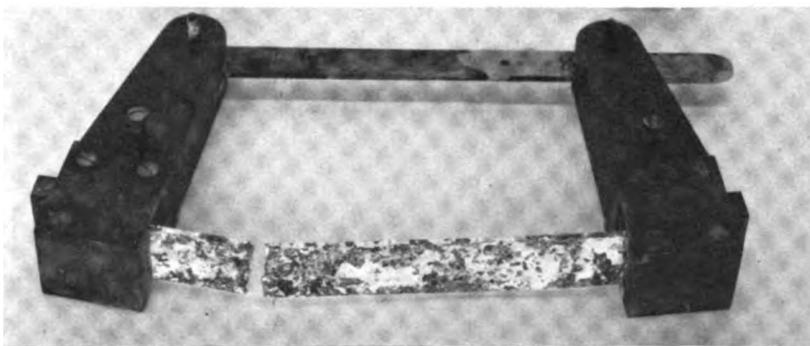


Abb. 13. Nach 4 monatigem Korrosionsversuch gebrochener Lautalstab (L2, warm ausgehärtet). Biegespannung $\approx 18,5 \text{ kg/mm}^2$.

³⁾ E. K. O. Schmidt, Verfahren der Korrosionsprüfung, DVL-Jahrbuch 1931, S. 495.

Tafel I. Ergebnisse eines 12 monatigen Spannungs-Korrosionsversuchs mit verschiedenen Leichtmetallen.

Werkstoff	Zustand	Probestab	Biegespannung**) kg/mm ²	Versuchszeit bis zum Bruch	Äußerlicher Befund	Mikro-Befund
Duralumin (681 B)	Anlieferung (bei Raumtemperatur ausgehärtet)	D 1	12,0	nicht gebrochen	leichter Lochfraß, besonders an den Kanten; sonst mäßiger Angriff	Lochfraß; kein interkrist. Angriff (s. Abb. 19)
		D 2	17,0	» »		
	8h bei 140°C ausgehärtet	D 3	13,2	nicht gebrochen	starker Lochfraß (bis 0,5 Blechdicke) an Kanten u. Walzoberfläche	Starker interkristalliner Angriff (s. Abb. 17)
		D 4	18,8	12 Monate		
Lautal (VLW 14)	Anlieferung (warm ausgehärtet)	L 1	13,2	9 1/2 Monate	sehr starker Angriff mit tiefem Lochfraß. Stab L 1 2 durchgehende Querrisse (Mitte u. etwa 1/5 der Stablänge)	Querschnitt von interkristallinen Längs- u. Querrissen durchsetzt. (s. Abb. 18)
		L 2	18,5	4 Monate		
	bei Raumtemp. ausgehärtet	L 3	12,3	nicht gebrochen	starker Angriff mit einzelnen tiefen Lochfressungen. Kanten verhältnismäßig gut erhalten	Lochfraß; kein interkristalliner Angriff
		L 4	17,8	» »		
Duralplat	8h bei 140°C ausgehärtet	DP 1	11,7	nicht gebrochen	ganz schwacher, gleichmäßiger Angriff	Oberflächlicher Angriff der Deckschicht. Kernwerkstoff unangegriffen (s. Abb. 20)
		DP 2	18,8	» »		
Hydronalium (Hy 7, weich)	Anlieferung	H 1	12,6	nicht gebrochen	schwache, punktförmige Anfressungen, sonst gut erhaltene Oberfläche	Stellenweise interkristalliner Angriff (s. Abb. 21)
		H 2	18,8	» »		
		H 3*)	18,5	» »		

* Quer zur Walzrichtung entnommen. ** Bei Versuchsbeginn.

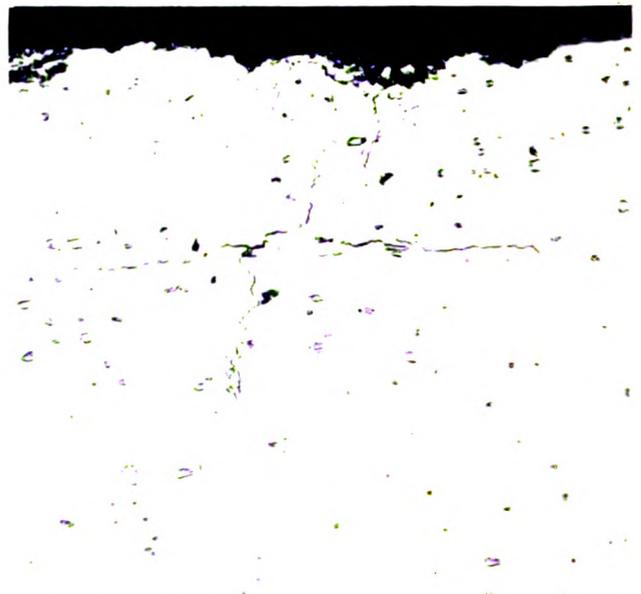
Abb. 14—16. Oberfläche der Probestäbe nach dem Korrosionsversuch.

Abb. 14. Duralumin *a* und *b* kalt ausgehärtet, *c* und *d* warm ausgehärtet.Abb. 15. Lautal *a* und *b* kalt ausgehärtet, *c* und *d* warm ausgehärtet.

wiesen die Duralumin- und Lautalproben auf, und zwar in beiden Fällen besonders die warm ausgehärteten. Im Gegensatz hierzu sind die Hydronalium- und Duralplat-

proben nur ganz geringfügig angegriffen.

Für die mikroskopische Untersuchung wurde von jeder Probe ein Schliff längs zur Stabachse (quer zur Walzober-

Abb. 17. Duralumin, 8 h bei 140°C ausgehärtet nach 12 monatigem Korrosionsangriff. Biegespannung 18,8 kg/mm². Stark ausgeprägte interkristalline Korrosion (Querschliff, V=100×).Abb. 18. Lautal, Anlieferungszustand (warm ausgehärtet) nach 4 monatigem Korrosionsangriff. Biegespannung 18,5 kg/mm². Feine interkristalline Längs- und Querrisse (Querschliff, V=100×).

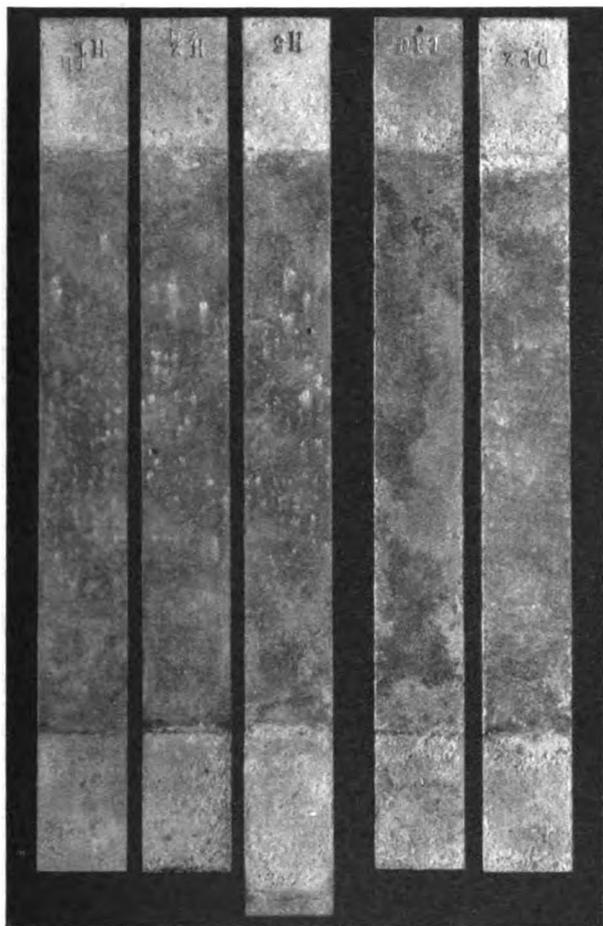


Abb. 16. a und b Duralplat warm ausgehärtet, c, d und e Hydronalium (Hy 7).

fläche) angefertigt. In Übereinstimmung mit früheren Untersuchungen⁴⁾ wurde bei den warm ausgehärteten Duralumin- und Lautalproben stark ausgeprägter interkristalliner Angriff festgestellt (Abb. 17 und 18), der im Zusammenhang mit den an den Korngrenzen vorhandenen CuAl_2 -Ausscheidungen steht. Auf Grund dieses Befundes ist anzunehmen, daß bei weiterer Fortsetzung des Korrosionsversuchs auch die niedriger beanspruchte, warm ausgehärtete Duraluminprobe (D 3) gebrochen wäre.

⁴⁾ P. Brenner, Ergebnisse von Korrosions- u. Oberflächenschutzversuchen mit Aluminium-Walzlegierungen. DVL-Jahrbuch 1931, S. 505 u. f.



Abb. 19. Duralumin, bei Raumtemperatur ausgehärtet nach 12 monatigem Korrosionsangriff. Biegespannung 17,0 kg. mm². Lochfraß (Querschliff, V = 100×).

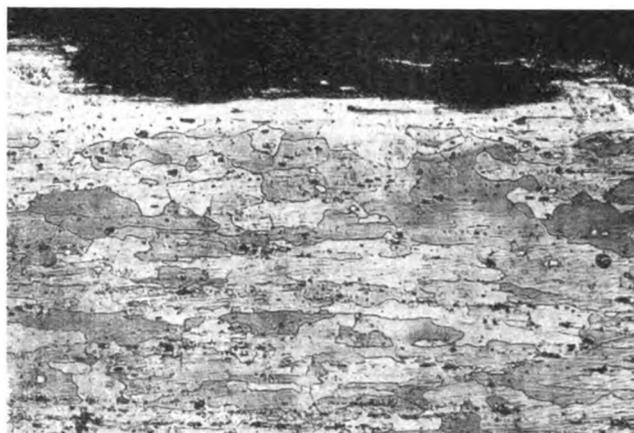


Abb. 20. Duralplat, 8 h bei 140°C ausgehärtet nach 12 monatigem Korrosionsangriff. Biegespannung 18,8 kg mm². Oberflächlicher Angriff der Deckschicht, Kernwerkstoff unversehrt (Querschliff, V = 100×).

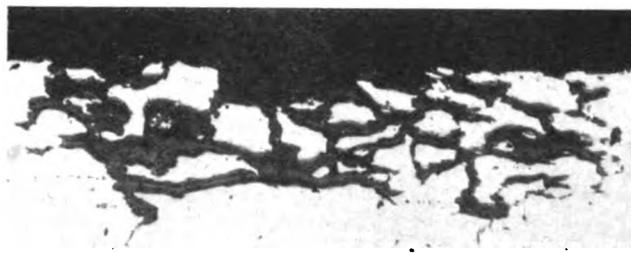


Abb. 21. Hydronalium (Hy 7), Anlieferungszustand nach 12-monatigem Korrosionsangriff. Biegespannung 18,8 kg mm². Stellenweise interkristalline Korrosion (Querschliff, V = 100×).

Bei den bei Raumtemperatur ausgehärteten Probe-stäben konnte interkristalliner Angriff nicht festgestellt werden; es zeigte sich nur z. T. ziemlich starker Lochfraß (Abb. 19).

Die feinen, zwischen den Korngrenzen verlaufenden Anfrassungen sind als außerordentlich scharfe Kerben anzusehen, die sich bei zusätzlichen Spannungen infolge der im Kerbgrund wirksamen Spannungserhöhungen immer tiefer in den Werkstoff fortsetzen und schließlich den endgültigen Bruch herbeiführen.

Bei den Duralplatproben beschränkte sich der Korrosionsangriff ganz auf die für die Festigkeit des Werkstoffes weniger maßgebende Deckschicht, die aber trotz ihrer verhältnismäßig geringen Dicke (etwa 0,1 mm) nach 12-monatigem Korrosionsangriff an keiner Stelle vollständig durchfressen war (Abb. 20). Der Kernwerkstoff war noch völlig unversehrt. Dieses Ergebnis ist um so bemerkenswerter, als die Duralplatproben absichtlich so warmbehandelt (warm ausgehärtet!) wurden, daß der Kernwerkstoff in einem für die Korrosionsbeständigkeit ungünstigen Gefügestand vorlag. Man ersieht daraus, daß die Plattierung auch einen guten Schutz gegen fehlerhafte Wärmebehandlung des Werkstoffes bietet.

Überraschenderweise wurde bei den Hydronaliumproben stellenweise interkristalline Korrosion festgestellt (Abb. 21), die allerdings noch nicht so weit vorgeschritten war wie bei den warm ausgehärteten Duralumin- und Lautalproben. Abb. 22 zeigt das Gefüge einer Hydronaliumprobe. Nach Ätzen des Schliffes (mit 9proz. Phosphorsäure) wurden die Korngrenzen deutlich sichtbar, außerdem kamen feine, in Walzrichtung verlaufende Streifen zum Vorschein. Anscheinend neigt Hydronalium in diesem Gefügestand besonders stark zu interkristalliner Korrosion. Es muß späteren Untersuchungen überlassen



Abb. 22. Hydronalium (Hy 7), Anlieferungszustand. Gefüge. Geätzt mit 9proz. H_3PO_4 (Querschliff. $V=100\times$).

bleiben, darüber Aufschluß zu geben, in welchem Gefügezustand Hydronalium am widerstandsfähigsten gegen interkristalline Korrosion und Aufreißen ist.

Der Korrosionsangriff erfolgte bei allen Proben sowohl von der Zug- als auch von der Druckseite aus. Die interkristallin korrodierten Proben waren an der Zugseite in der Regel stärker angegriffen als an der Druckseite. Die Schliffaufnahmen dieser Proben stammen daher aus der Zugseite. Ein Einfluß der Höhe der Biegespannung auf die Stärke der Anfressungen war im allgemeinen nicht mit Sicherheit zu erkennen. Nur bei den gebrochenen Proben machte sich ein derartiger Einfluß dadurch bemerkbar, daß der Bruch um so früher erfolgte je höher die angewandte Spannung war.

6. Versuche mit unmittelbarer Gewichtsbelastung.

Es muß erwähnt werden, daß die im vorhergehenden Abschnitt, insbesondere in Zahlentafel 1 angegebenen Werte für die Biegebeanspruchung der Probestäbe nur für den Versuchsbeginn gültig sind. Es wurde festgestellt, daß sich die anfänglich eingestellte Durchbiegung während des Versuches, besonders bei Versuchsende, z. T. um 50 vH und mehr vergrößert hatte, was einerseits auf den Korrosionsangriff (Verminderung des Widerstandsmoments des Probestabs durch Anfressungen u. dgl.), andererseits auf eine Senkung der Elastizitätsgrenze infolge der Dauerbelastung von 12 Monaten zurückgeführt werden kann. Aus diesen Gründen ist es nicht möglich, auf Grund der durchgeführten Versuche Angaben über die bei Eintritt des Bruches oder bei Versuchsende tatsächlich wirkenden Spannungen zu machen.

Bei weniger korrosionsbeständigen Werkstoffen mit niedriger Elastizitätsgrenze dürfte es sich deshalb empfehlen, dafür Sorge zu tragen, daß die an den Hebelnden angreifende Kraft P konstant gehalten wird, also ein während des Versuchs gleichbleibendes Biegemoment auf den Stab ausgeübt wird. Zu diesem Zweck wendet man an Stelle der Spannschiene, wie aus Abb. 23 zu ersehen, unmittelbare Gewichtsbelastung an. Die Vorrichtung mit eingespanntem Probestab wird am Ende des oberen Hebels an einem festen Punkt aufgehängt, während am Ende des unteren Hebels das Gewicht angebracht wird. Bei Korrosionsversuchen im Freien (Bewitterung) muß dafür Sorge getragen werden, daß das Gewicht durch den Windeinfluß nicht ins Pendeln kommt und dadurch unkontrollierbare Schwingungsbeanspruchungen entstehen. Um zu verhindern, daß beim Bruch des Stabes die eine Probepartie zu Boden fällt, empfiehlt es sich, das Gewicht durch eine Auffangleine mit dem Befestigungspunkt zu verbinden. Die Biegespannung, die in diesem Falle ohne Zuhilfenahme einer Festigkeitsmaschine ermittelt werden kann, wird auch

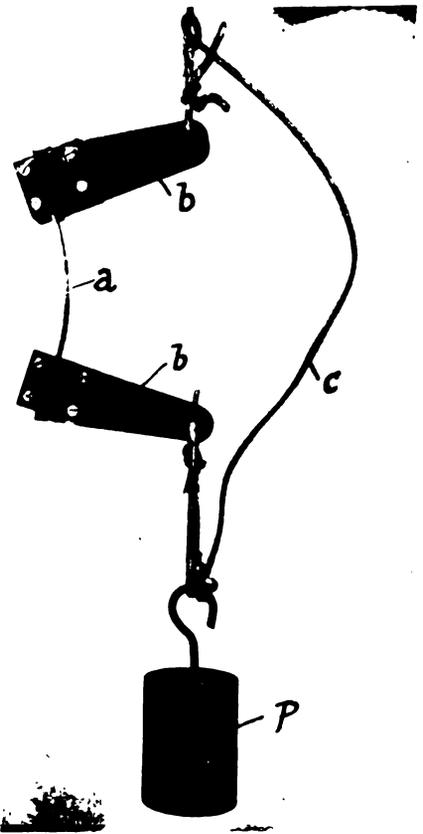


Abb. 23. Korrosionsversuch mit unmittelbarer Gewichtsbelastung. a Probestab, b Belastungshebel, c Auffangleine, P Gewicht.

hier zweckmäßig auf das ursprüngliche, d. h. vor dem Versuch vorhandene Widerstandsmoment bezogen werden, da sich ein Ausmessen der Querschnittsabmessungen nach dem Versuch, besonders bei sehr ungleichmäßigem Korrosionsangriff, zu schwierig gestaltet. Immerhin vermag aber die so ermittelte Spannung, ähnlich wie die Zugfestigkeit, die ja auch Querschnittsänderungen beim Versuch unberücksichtigt läßt, eine für praktische Zwecke brauchbare Vergleichs- und Rechnungsgröße darzustellen.

In Abb. 24 sind mehrere Probestäbe auf diese Weise durch Gewichte belastet. Da bei senkrechter Probestabanordnung infolge von Feuchtigkeitsansammlungen an der unteren Einspannstelle unter Umständen verstärkter Angriff stattfinden kann, sind hier die Probestäbe mit ihrer Längsachse waagrecht angeordnet. Die Züge für die Belastungsgewichte sind über Kunstharzrollen geführt, die noch mit besonderen Schutzblechen abgedeckt sind. Spann- und Belastungsvorrichtungen sind auf einem Holz-

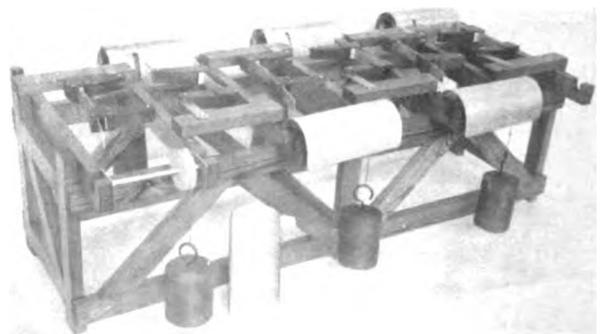


Abb. 24. Gestell zur gleichzeitigen Prüfung von 6 Probestäben mit unmittelbarer Gewichtsbelastung.

gestell befestigt, das auf dem Boden des Salzwassersprüngeräts aufgestellt wird.

7. Zusammenfassung.

Ein zur Prüfung der Widerstandsfähigkeit metallischer Werkstoffe gegen Aufreißen entwickeltes Verfahren wird beschrieben. Probestäbe der zu untersuchenden Werkstoffe werden durch Verwendung einer einfachen Einspannvorrichtung auf Biegung beansprucht und in diesem Zustand einem Korrosionsangriff ausgesetzt. Die Spannungserzeugung und Ermittlung erfolgt vor dem Versuch in einer Festigkeitsmaschine. Bei weniger korrosionsbeständigen Werkstoffen mit niedriger Elastizitätsgrenze empfiehlt sich die Anwendung unmittelbarer Gewichtsbelastung, um während des Korrosionsversuchs das auf den Probestab wirkende Biegemoment konstant zu halten.

Die Untersuchung verschiedener Leichtmetalle nach dem beschriebenen Verfahren ergab folgendes:

1. Aufreißen tritt um so früher ein, je höher die dem Werkstoff aufgezwungene Spannung ist. Von zwei 8 h bei 140° C ausgehärteten Lautalproben brach die mit 18,5 km/mm² beanspruchte nach 4 monatigem, die mit 13,2 kg/mm² beanspruchte Probe erst nach 9½ monatigem Korrosionsangriff.
2. Bei Raumtemperatur ausgehärtetes Duralmin und Lautal zeigten unter den angewendeten Versuchsbedingungen keinerlei Neigung zum Aufreißen. — Wird dagegen das Aushärten bei erhöhten Temperaturen (z. B. 180° C) vorgenommen, so treten bei diesen Werkstoffen starke Aufreißerscheinungen auf.
3. Plattiertes Duralumin (Duralplat) erwies sich auch in warm ausgehärtetem Zustand bei 12 monatigem Korrosionsangriff als vollständig widerstandsfähig gegen Aufreißen.
4. Bei Hydronalium (Hy 7, weich) wurde in dem untersuchten Gefügestand nach 12 monatigem Korrosionsversuch beginnender interkristalliner Angriff festgestellt.

Vergleich der Korrosionsbeständigkeit von 11 Leichtmetallen bei Natur- und Laboratoriumsversuchen

Von E. K. O. Schmidt und E. Böschel.

Bericht 35/06 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt e. V., Berlin-Adlershof.

Gegen die Richtigkeit der Ergebnisse von Laboratoriums-Prüfverfahren zur Bestimmung der Korrosionsbeständigkeit von Leichtmetallen werden oft Einwände erhoben. Gelegentlich von Versuchen an 11 Leichtmetall-Legierungen¹⁾, die aus anderen Gründen vorgenommen wurden, wurden die Ergebnisse des bereits früher als zuverlässig erkannten DVL-Schnell-Prüfverfahrens mit denen von Korrosionsversuchen unter natürlichen Verhältnissen verglichen.

Gliederung.

- I. Gang der Untersuchung.
 1. Das Versuchsmaterial.
 2. Die Versuchsdurchführung.
- II. Ergebnisse.
 1. Das Verhalten der Werkstoffe beim Korrosionsangriff durch Seewasser (Norderney).
 2. Das Verhalten der Werkstoffe beim Korrosionsangriff durch das DVL-Schnellprüfverfahren.
- III. Vergleich der beiden Prüfverfahren.
- IV. Zusammenfassung.

I. Gang der Untersuchung.

1. Das Versuchsmaterial.

Für die Untersuchung wurden 1,0 mm dicke Bleche folgender Werkstoffe ausgewählt:

1. Duralumin 681 ZB veredelt,
2. „ 681 A „
3. „ 681 K „
4. „ 681 H „
5. Duralplat veredelt,
6. KS-Seewasser, hart (Leg. VLW 61 $\frac{1}{2}$),
7. „ weich (Leg. VLW 62),
8. Hydronalium, walzhart,
9. „ weichgeglüht,
10. Anticorodal S,
11. Silumin, warm geknetet.

Die Versuchsbleche wurden mit Ausnahme des Silumins (Nr. 11) in den Monaten Juli bis September 1931 mit den Abmessungen 500 × 500 mm geliefert; die Siluminproben wurden einer im Juli 1930 gelieferten Tafel entnommen.

2. Die Versuchsdurchführung.

Von den angelieferten Blechen wurden zunächst Zugfestigkeit, Dehnung, Elastizitäts- (σ 0,02) und Streck- (σ 0,2)-grenze ermittelt. Die Feinmessungen wurden mit Baumanschen Dehnungsmessern ($\frac{1}{500}$ mm Meßgenauigkeit) durchgeführt. Außerdem wurden alle Bleche auf ihre chemische Zusammensetzung untersucht.

Für die Korrosionsversuche in der Nordsee wurden von jedem Werkstoff 10 Rechteckproben mit den Abmessungen 60 × 250 mm auf einem Holzrahmen befestigt und in Norderney dem Korrosionsangriff durch Seewasser so ausgesetzt, daß sie nur bei Flut unter Wasser tauchten. Nach verschiedenen langen Versuchszeiten ($\frac{1}{2}$ Monat bis 2 Jahre) wurden Proben aus dem Wasser genommen und an Proportionalflachstäben, von denen je drei aus einem Rechteckblech herausgearbeitet wurden, Zugfestigkeit und Dehnung ermittelt und mit den Anlieferungswerten verglichen. Durch Auftreiben schwerer Eismassen und heftigen Sturm gingen die Rahmen mit den Blechen der Legierungen Hydronalium weich, Anticorodal S und Silumin nach etwa 1 $\frac{1}{2}$ jähriger Versuchszeit verloren, so daß die Untersuchung dieser Bleche nur bis zu einjährigem Seewasserangriff möglich war.

Die Versuche wurden nach 2 Jahren abgebrochen, da die Legierungen mit geringer Korrosionsbeständigkeit völlig ausgeschieden waren und bei den hochkorrosionsbeständigen Legierungen ein Ende der Versuche nicht abzusehen war. Bei der stetigen Weiterentwicklung dieser Legierungen erschien eine Fortsetzung der Versuche unzweckmäßig und hätte zu einer Überalterung der Versuchsergebnisse geführt.

Daneben wurden sämtliche Werkstoffe (mit Ausnahme des Hydronalium hart) an Rechteckproben von 20 × 200 mm dem Korrosionsangriff durch das DVL-Schnellprüfverfahren (Rührversuch bei Zimmertemperatur in 3proz. Kochsalzlösung mit 0,1% Wasserstoffsperoxydzusatz) ausgesetzt. Aus den Rechteckproben wurden nach verschiedenen langen Versuchsreihen (6 bis 180 Tage) für die Zerreißversuche je ein Proportionalflachstab herausgearbeitet.

In einzelnen Fällen wurden außerdem Oberflächen- oder Gefügeaufnahmen (Querschliffe) angefertigt.

II. Ergebnisse.

Die Ergebnisse der Feinmessungen (an einem Stab für jeden Werkstoff) und der chemischen Analyse sind in der Zahlentafel I zusammengestellt. Die Ergebnisse der weiteren Zerreißversuche im Anlieferungszustand und nach verschiedenem Korrosionsangriff im Seewasser (Norderney) und durch das DVL-Schnellprüfverfahren sind in der Zahlentafel II und in den Abb. 1 bis 3 dargestellt.

Die Auswertung der Korrosionsversuche erfolgte nach drei Gesichtspunkten: 1. das Verhalten der Werkstoffe beim Korrosionsangriff durch Seewasser, 2. das Verhalten der

Zahlentafel I. Ergebnisse der Feinmessungen²⁾ und chemische Zusammensetzung der Werkstoffe.

Werkstoff	$\sigma_{0,02}$	$\sigma_{0,2}$	σ_z	$\sigma_{0,2}/\sigma_z$	δ	Chemische Zusammensetzung in %					
	kg mm ²				%	Si	Mn	Fe	Mg	Cu	Sb
Duralumin 681 ZB veredelt	23,2	28,4	45,3	63	21,4	0,41	0,66	0,27	0,88	4,13	—
„ 681 A „	22,9	25,6	38,6	66	20,3	0,29	0,59	0,37	0,74	3,50	—
„ 681 K „	13,8	16,2	17,1	95	7,0	0,22	1,05	0,33	0,55	0,00	—
„ 681 H „	19,0	23,4	32,7	72	17,8	0,10	0,005	0,33	0,45	2,74	—
Duralplat veredelt	19,8	25,5	37,4	68	17,7	—	—	—	—	—	—
KS-Seewasser hart	18,6	23,9	26,3	91	3,3	0,96	1,47	0,29	2,59	0,00	0,10
KS- „ weich	7,6	10,0	17,0	59	22,0	0,95	1,49	0,32	2,54	0,00	0,12
Hydronalium walzhart	25,0	31,3	38,5	81	10,5	0,29	0,56	0,52	6,72	0,00	—
„ weichgeglüht	12,8	16,6	34,8	48	21,4	0,17	0,61	0,27	7,09	0,00	—
Anticorodal S	25,5	30,3	32,8	92	8,0	1,03	0,68	0,22	1,01	0,00	—
Silumin warm geknetet	8,4	15,0	20,8	72	3,1	12,68	0,005	0,39	Spuren	0,00	—

¹⁾ Die untersuchten Leichtmetallbleche entsprechen dem Entwicklungsstand der Jahre 1930/31. In der Zwischenzeit sind auch auf diesem Gebiet weitere Fortschritte zu verzeichnen.

²⁾ ermittelt an einem Stab.

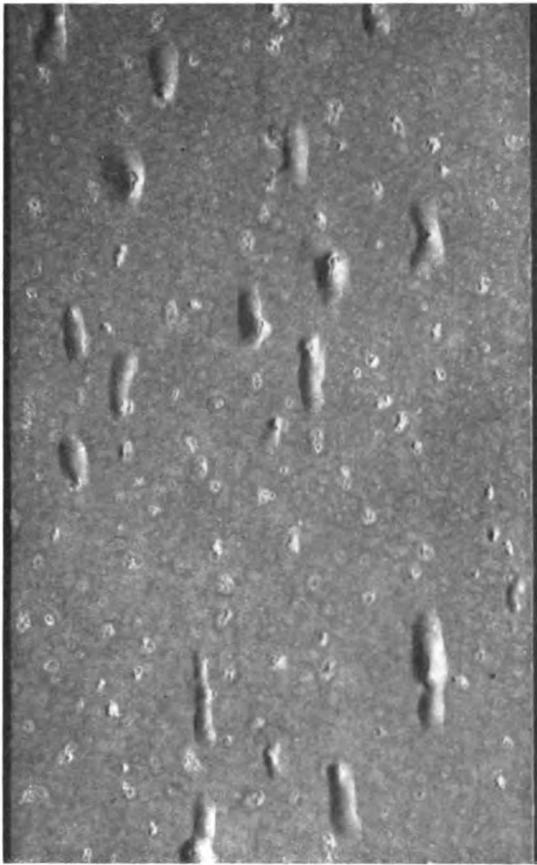


Abb. 4. Ansicht eines 1.0 mm dicken Siluminbleches nach 4 1/2 monatigem Korrosionsangriff in Norderney.

Werkstoffe beim Korrosionsangriff durch das DVL-Schnellprüfverfahren und 3. Vergleich der beiden Prüfverfahren auf Grund der an jedem Werkstoff erzielten Versuchsergebnisse.

1. Das Verhalten der Werkstoffe beim Angriff durch Seewasser (Norderney).

Die in der Zahlentafel II zusammengestellten Ergebnisse lassen eine Unterteilung der Werkstoffe nach ihrer Korrosionsbeständigkeit in folgende drei Gruppen zu:

- a) Werkstoffe, die bereits nach 1/2 monatigem Korrosionsangriff deutliche Verluste ihrer Festigkeitseigenschaften, besonders der Dehnung, erkennen lassen. Hierzu gehören die Legierungen Duralumin 681 ZB, Duralumin 681 A und Duralumin 681 H.
- b) Werkstoffe, die erst nach 6 Monaten deutliche Festigkeitsverluste zeigen; dies sind die Legierungen Anticorodal S und Silumin. Das Silumin ist hierbei dem Anticorodal S unterlegen.
- c) Werkstoffe, die auch nach 24 Monaten keinen oder nur einen äußerst geringen Festigkeitsverlust aufweisen. Diese sind: Duralumin 681 K, Duralplat, KS-Seewasser hart und weich, Hydronalium hart. In diese Gruppe muß man auch das Hydronalium weich miteinbeziehen, da es nach 12 monatigem Angriff noch keine Verluste zeigt und der Schnellprüfversuch seine hohe Korrosionsbeständigkeit erhärtet.

Über das Aussehen der verschiedenen Leichtmetalle nach dem Korrosionsangriff ist im einzelnen folgendes zu sagen:

Die Duralumin-Legierungen 681 ZB, 681 A und 681 H überziehen sich mit einer gleichmäßigen Schicht von Korrosionsprodukten; örtlich begrenzte Anfrassungen sind nicht aufgetreten. Die Siluminproben sind mit einer großen Zahl Blasen bedeckt (s. Abb. 4), die örtliche Zerstörungen des Werkstoffes zur Folge haben. — Das Anticorodal S zeigt keine deutlich sichtbaren Veränderungen. Da aber nach 6 monatigem Korrosionsangriff Festigkeitsverluste aufgetreten waren, wurden von diesen Stäben Querschliffe angefertigt, um die Ursache des Festigkeitsabfalls zu ermitteln. Die Querschliffe zeigten an einigen wenigen Stellen interkristalline Korrosion (s. Abb. 5). Beim Duralplat ist nur die Plattierungsschicht angegriffen und der Kernwerkstoff noch vollkommen erhalten. Die übrigen hochkorrosionsbeständigen Leichtmetalle zeigen keine sichtbaren Veränderungen; nur beim KS-Seewasser weich treten örtlich eng begrenzte Zerstörungen auf, durch die beim Zerreiβversuch, sofern sie innerhalb der Meβstrecke liegen, der Bruch bei verringerter Zugfestigkeit und Dehnung erfolgt.

An allen Blechproben setzten sich während des Versuchs Muscheln und Tang an (Abb. 6). Die Bleche erfahren dadurch eine Gewichtszunahme, die nach 9 Monaten durch Wägen von 9 Blechen bestimmt wurde und durchschnittlich 18 g pro Blech betrug. Dies entspricht einer Gewichtszunahme durch Ansatz von 1,2 kg auf 1 m² Blech (auf beiden Seiten).

2. Das Verhalten der Werkstoffe beim Korrosionsangriff durch das DVL-Schnellprüfverfahren.

Die in der Zahlentafel II zusammengestellten Ergebnisse lassen eine Unterteilung der Werkstoffe nach ihrer Korrosionsbeständigkeit in folgende drei Gruppen zu:

- a) Werkstoffe, die bereits nach 6 tägigem Versuch erhebliche Verluste ihrer Festigkeitseigenschaften aufweisen. Dies sind die Duralumin-Legierungen 681 ZB, 681 A und 681 H.
- b) Werkstoffe, die nach 6 Tagen nur einen geringen Festigkeitsabfall zeigen. Hierzu gehört allein das Silumin.
- c) Werkstoffe, die auch nach 180 tägigem Angriff keinen oder nur geringen Festigkeitsverlust aufweisen. Hierzu zählen die Legierungen Duralumin 681 K, KS-Seewasser hart und weich, Hydronalium weich und Anticorodal S.

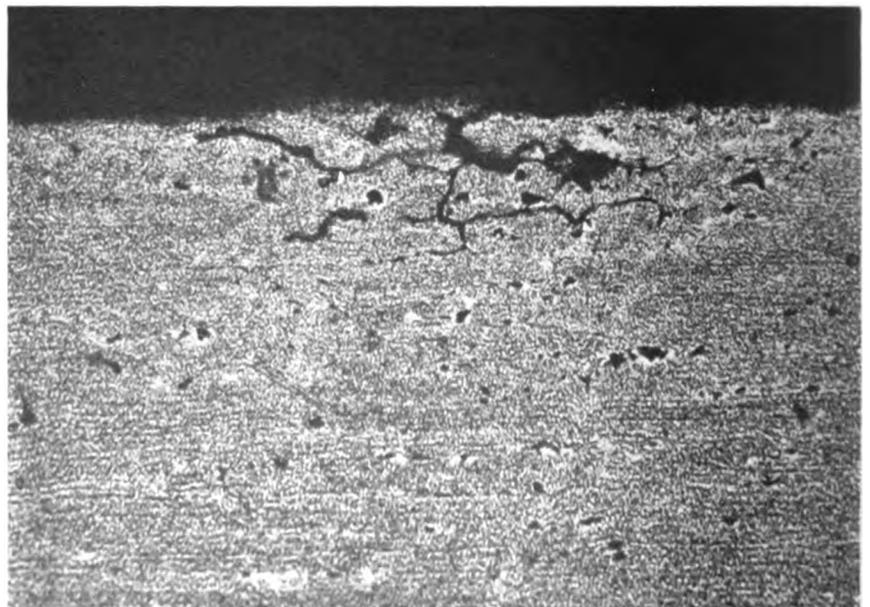


Abb. 5. Querschliff, geätzt mit 9% iger H₂PO₄, eines 1.0 mm dicken Bleches der Legierung Anticorodal S nach 12 monatigem Korrosionsangriff in Norderney.

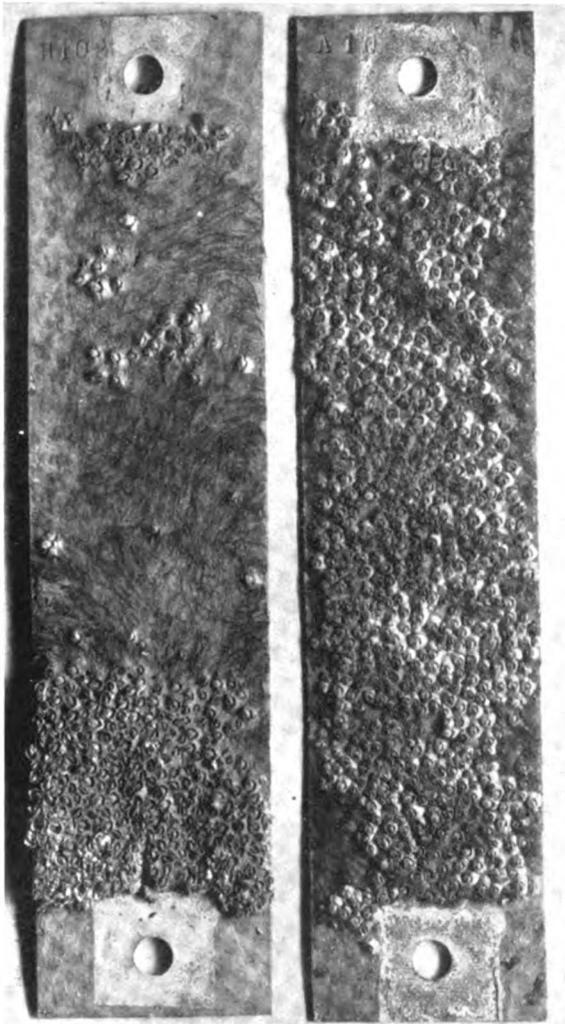


Abb. 6. Ansicht von 1,0 mm dicken Leichtmetallblechen (Hydronalium hart und Duralumin 681 ZB) mit Muschel- und Tangansatz nach 9 monatigem Korrosionsangriff in Norderney.

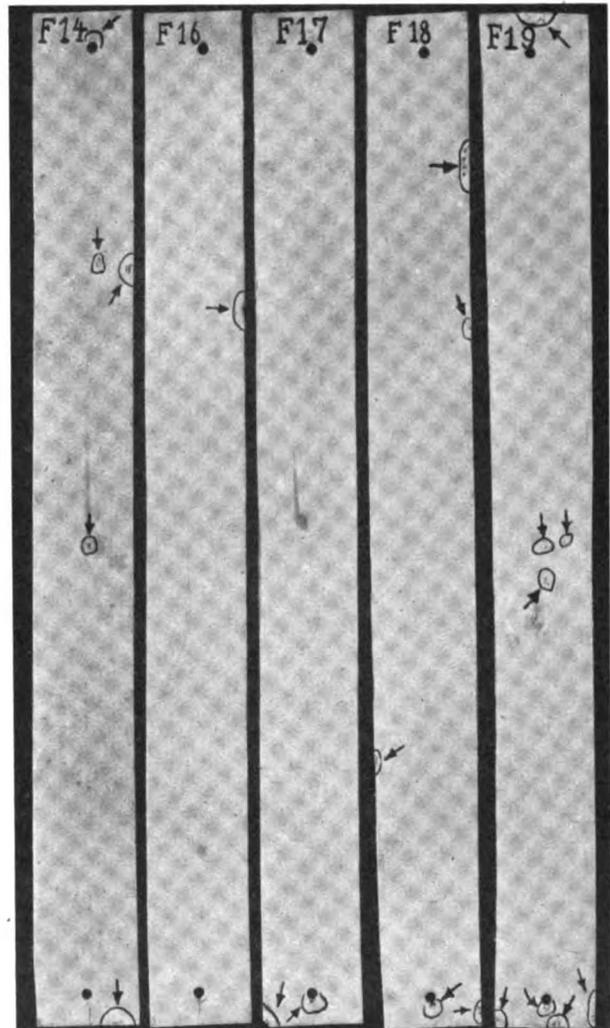


Abb. 7. Ansicht mehrerer 1,0 mm dicker Bleche der Legierung KS-Seewasser hart nach 6 monatigem Korrosionsangriff durch das DVL-Schnellprüfverfahren. (Die Pfeile bezeichnen Stellen örtlicher Anfrassung).

Das Duralplat bedarf einer besonderen Besprechung: Das gute Verhalten dieser plattierten Legierung beruht darauf, daß die Bleche an ihrer Oberfläche die Korrosionsbeständigkeit der Plattierungsschicht annehmen; da, wo Verletzungen dieser Schicht bis zum Kernmaterial eingetreten sind oder wo an den Schnittflächen das Kernmaterial frei liegt, wird durch die Potentialdifferenz zwischen der Kern- und der Plattierungsschicht beim Korrosionsangriff die letztere als die unedlere angegriffen und dadurch ein lange Zeit währender Schutz des die Festigkeit besitzenden Kernmaterials erreicht. Hierbei ist die Größe der Schutzwirkung abhängig von dem Schnittflächenanteil an der gesamten Oberfläche. Bei den hier untersuchten Rechteckproben von 20:200 mm ist dieses Verhältnis ungünstig. Mit einer Vergrößerung der Proben nimmt der Anteil der Schnittfläche an der gesamten Oberfläche ab und dadurch die Korrosionsbeständigkeit zu; diese erreicht ihren Höchstwert bei sehr großen Blechen und wird dort gleich der Korrosionsbeständigkeit der Plattierungsschicht. Diese besteht nach den Angaben des Herstellers aus der Duralumin-Legierung 681 K, über deren sehr gutes Verhalten beim Korrosionsangriff die vorliegende Arbeit ebenfalls Auskunft gibt. Bei Verwendung großer Bleche darf das Duralplat aus diesen Gründen zu den hochkorrosionsbeständigen Werkstoffen, wie sie in der Gruppe c) zusammengestellt sind, hinzugerechnet werden. Erwähnt soll außerdem werden, daß es dem Hersteller gelungen ist, die Korrosionsbeständigkeit des Duralplat weiter zu steigern, so daß unter gleichen Versuchsbedingungen (DVL-Schnellprüfverfahren) die Festig-

keitseigenschaften noch nach 90 Tagen nahezu unverändert erhalten waren.

Über das Aussehen der verschiedenen Leichtmetalle nach dem Korrosionsangriff gilt im allgemeinen das unter II, 1 Gesagte. Abweichend davon ist beim Duralplat nach 60 Tagen — wie sich aus angefertigten Querschliffen ergab — die Plattierungsschicht völlig abgetragen und eine Zerstörung des Kernwerkstoffes eingetreten, wodurch sich der Rückgang der Festigkeitseigenschaften erklärt. Die beim Natur-Korrosionsversuch in Norderney nur an der Legierung KS-Seewasser weich beobachteten, örtlich eng begrenzten Korrosionsstellen sind nach dem 6 monatigen Schnellprüfversuch bei den Legierungen KS-Seewasser weich und hart und beim Hydronalium weich vorhanden. Besonders stark ist dieser Lochfraß bei den KS-Seewasserblechen (Abb. 7 und 8). Bei der Beurteilung dieser örtlichen Korrosion ist stets zu berücksichtigen, daß diese an und für sich natürlich unerwünschten Erscheinungen erst nach verhältnismäßig langer Zeit (6 Monate Schnellprüfverfahren) aufgetreten sind.

III. Vergleich der beiden Prüfverfahren.

Aus den Ergebnissen des Natur-Korrosionsversuchs in Norderney und des Laboratoriums-Korrosionsversuchs nach dem DVL-Schnellprüfverfahren ergibt sich folgendes:

- a) Bei beiden Prüfverfahren sind die Duralumin-Legierungen 681 ZB, 681 A und 681 H von den untersuchten Werkstoffen am wenigsten korrosionsbeständig. Die Legierung Silumin hat demgegenüber

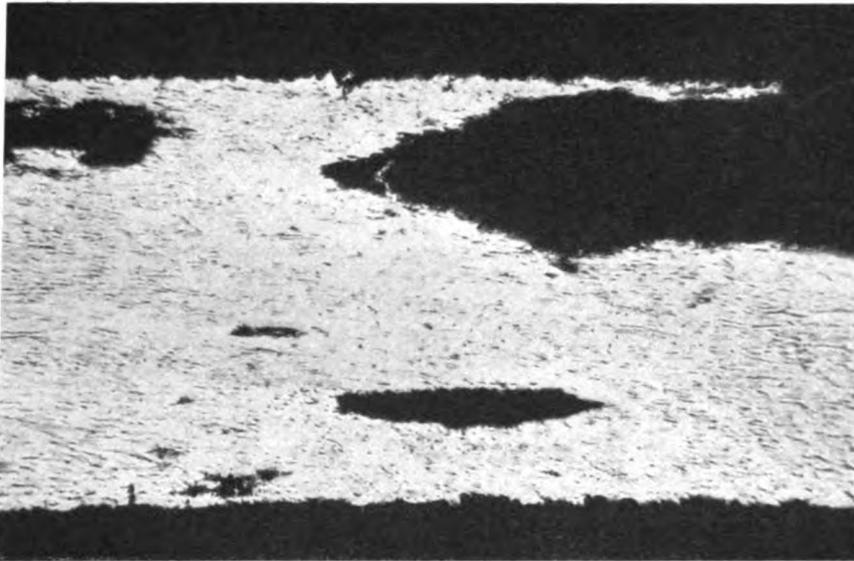


Abb. 8. Querschliff, ungeätzt, eines 1,0 mm dicken Bleches der Legierung KS-Seewasser hart nach 6 monatigem Korrosionsangriff durch das DVL-Schnellprüfverfahren. Querschliff durch eine örtlich begrenzte Korrosionsstelle.

höhere Korrosionsbeständigkeit, erreicht aber bei weitem nicht die der hochkorrosionsbeständigen Legierungen Duralumin 681 K, Duralplat, KS-Seewasser hart und weich, Hydronalium hart und weich. — Die Legierung Anticorodal S läßt sich an Hand der durchgeführten Prüfungen in ihrer Korrosionsbeständigkeit nicht eindeutig einordnen; während sie beim Natur-Korrosionsversuch schon nach 6 Monaten eine Verminderung der Dehnung zeigt, hat sie sich beim DVL-Schnell-Prüfverfahren bis zu 120 Tagen als korrosionsbeständig erwiesen. Die Erklärung hierfür liegt in dem Auftreten interkristalliner Korrosion an einzelnen Stellen des Bleches.

- b) Bei der Anwendung von Schnellprüfverfahren wird stets nach dem Umrechnungsfaktor gefragt. Hierunter versteht man die Zahl, mit der man die bei der Kurzprüfung angewendete Zeit multiplizieren muß, um unter praktischen Versuchsbedingungen die gleichen Erscheinungen (Veränderung der Aussehens, Festigkeits- und Dehnungsverluste usw.) zu erhalten. Dieser Umrechnungsfaktor war für das DVL-Schnellprüfverfahren bisher nicht bekannt. Für seine Ermittlung können nur die Versuchsergebnisse benutzt werden, bei denen sowohl nach dem Natur-Korrosionsversuch in Norderney als auch nach dem DVL-

Schnellprüfverfahren bereits Festigkeitsverluste aufgetreten sind. Dies ist nur bei den drei Duralumin-Legierungen 681 ZB, 681 A und 681 H und dem Silumin der Fall. Von diesen vier Werkstoffen wurden die Festigkeits- und Dehnungswerte nach verschiedenen langen Korrosionsangriffen für beide Prüfverfahren in den Schaubildern 1 bis 3 eingetragen. Hierbei ergab sich bei einem Maßstabverhältnis für die Korrosionszeiten von 1:18 eine angenäherte Übereinstimmung der Schaulinien. Dies bedeutet, daß einem Korrosionsangriff durch das DVL-Schnellprüfverfahren von 1 Monat ein solcher von etwa 18 Monaten in Norderney (Ebbe—Flut) entspricht. Es ist dabei wohl selbstverständlich, daß dieses Verhältnis stets nur angenähert zutreffen kann.

IV. Zusammenfassung.

Unter den angewendeten Versuchsbedingungen hat sich folgendes ergeben:

1. Das DVL-Schnellprüfverfahren stimmt bei der Untersuchung der Korrosionsbeständigkeit von 11 verschiedenen Leichtmetall-Legierungen (Blechen) mit den Ergebnissen eines Natur-Korrosionsversuchs in Norderney (Ebbe—Flut) überein.
2. Das DVL-Schnellprüfverfahren kürzt die Versuchszeit auf ungefähr den 18. Teil ab.
3. Die 11 untersuchten Leichtmetall-Legierungen (Bleche) zeigen sehr verschiedene Korrosionsbeständigkeit; sie lassen sich nach ihrer Beständigkeit in folgende drei Gruppen einteilen:
 - a) Werkstoffe, die bereits nach $\frac{1}{2}$ monatigem Korrosionsangriff in Norderney deutliche Festigkeitsverluste aufweisen: Duralumin 681 ZB, Duralumin 681 A und Duralumin 681 H.
 - b) Werkstoffe, die erst nach 6 Monaten in Norderney deutliche Festigkeitsverluste zeigen: Silumin und Anticorodal S. Das Anticorodal S zeigte ungleichmäßiges Verhalten; es ist möglich, daß es der Gruppe c) hinzuzurechnen ist.
 - c) Werkstoffe, die auch nach 24 monatigem Korrosionsangriff in Norderney keinen oder nur einen äußerst geringen Festigkeitsabfall aufweisen: Duralumin 681 K, Duralplat, KS-Seewasser weich und hart, Hydronalium weich und hart.

LUFTFAHRT- FORSCHUNG

Mit Beiträgen der nachstehenden Institute:

Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, E.V., Berlin-Adlershof • Aerodynamische Versuchsanstalt beim Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung, Göttingen • Aerodynamisches Institut der Technischen Hochschule Aachen • Aerodynamisches Institut an der Technischen Hochschule Darmstadt • Institut für Aerodynamik und Flugtechnik der Technischen Hochschule Hannover • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Stuttgart • Forschungsinstitut für Kraftfahrwesen und Fahrzeugmotore an der Technischen Hochschule Stuttgart • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Berlin • Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug, Flugplatz Griesheim b. Darmstadt • Professor Dr.-Ing. Flügel u. a.

Herausgegeben von der
**Zentrale für technisch-wissenschaftliches Berichtswesen
über Luftfahrtforschung (ZWB)**



INHALT:

Kohlenoxyd- und Höhenwirkung. Von H. v. Diringshofen und H. Hartmann	Seite 121
Über die leistungsvermindernde Wirkung von Auspuffgasen auf Flugzeugbesatzungen und über Kohlenoxydmessungen in verschiedenen Flugzeugmustern. Von S. Ruff.	Seite 124
Dynamik des Schwingenfluges. Von W. Schmeidler, Breslau	Seite 128
Weitere Messungen der Eigenschaften und Leistungen des Flugzeuges Focke-Wulf F 19a »Ente«. Von C. Biechteler	Seite 134
Flugmessungen im Höchstauftriebsbereich mit dem Flugzeug Focke-Wulf A 32 „Bussard“. Von W. Pleines.	Seite 142

VERLAG VON R. OLDENBOURG, MÜNCHEN-BERLIN

EINE WERTVOLLE ERGÄNZUNG
ZUR „LUFTFAHRT-FORSCHUNG“
STELLT DIE ZEITSCHRIFT

DEUTSCHE LUFTWACHT

AUSGABE: LUFTWISSEN

dar. Die Zeitschrift ist zu beziehen vom Verlag E. S. Mittler & Sohn, Berlin SW 68, vom Verlag R. Oldenbourg, München 1, sowie durch alle Buchhandlungen

PREIS DES JAHRGANGS

im Inland RM. 12.-
im Ausland RM. 18.-

Luftfahrt-Forschung

Jährlich erscheint ein Band (bestehend aus 8 Heften) zum Preise von RM. 16.—. Bestellungen können bei jeder Buchhandlung oder beim Verlag aufgegeben werden.

R. Oldenbourg · München 1 und Berlin

Verlangen Sie

unverbindlich ein Angebot über den günstigen Bezug von „Luftfahrt-Forschung“ Bd. 1–10. Preisermäßigung und Ratenzahlung bei Bezug aller Bände. Band II (1934): 244 Seiten, 452 Abb., ist zum Preise von RM. 16.— lieferbar.

Grundlagen der Flugzeugnavigation

Von Prof. **Werner Immler** (VDI)

2. vermehrte Auflage des „Leitfadens“
159 S., 131 Abb., 15 Rechentaf., 13 Tabellen. Lex.-8°. 1934. Kart. M. 16.—

Prof. Immler's Grundlagen is, to this writer's idea, the most scientific and up-to-date book yet published on the subject of air navigation and should be studied by every student interested in this science.

*Captain Frank Jansen
in: U. S. Naval Institute Proceedings*

Raketenflug

D 629.1.0354

Raketenflugtechnik

Von **Eugen Saenger**

Ingenieur, Dr. techn. Flugzeugführer, Assistent an der Technischen Hochschule Wien
231 S., 92 Abb., 34 Zahlentafeln. Gr.-8°. 1933.
Brosch. M. 8.50, in Leinen geb. M. 9.80

Wege zur Raumschiffahrt

Von Prof. **Herm. Oberth**

3. Aufl. 442 S., 159 Abb., 4 Taf. Gr.-8°. 1929.
Brosch. M. 17.50, Leinen M. 20.—

Die Erreichbarkeit der Himmelskörper

Untersuchungen über das Raumfahrtproblem
Von Dr.-Ing. **W. Hohmann**
93 S., 28 Abb. Gr.-8°. 1925. M. 4.60

Raketenfahrt

Von **Max Valier**

6. Aufl. 263 S., 72 Abb. 8°. 1930. Leinen M. 5.80

R. OLDENBOURG / MÜNCHEN 1 UND BERLIN

Kohlenoxyd- und Höhenwirkung.

Von H. v. Diringshofen und H. Hartmann.

In einer Höhe von rund 5000 m ü. d. M. ist der Luftdruck und damit auch der Sauerstoffteildruck in der Luft auf die Hälfte des Normaldrucks gesunken. Bergsteiger und Flieger bekommen daher in dieser Höhe nur noch die Hälfte der gewöhnlichen Sauerstoffmenge zu atmen. Ihr Blut kann sich dabei nicht mehr genügend mit Sauerstoff sättigen. Dies äußert sich in einer Abnahme der körperlichen und schließlich auch der geistigen Leistungsfähigkeit. In der vorliegenden Arbeit werden die Sauerstoffsättigungsverhältnisse im Blut erörtert, die sich in großen Höhen einstellen und die Höhenkrankheit auslösen, sowie ihre Verschiebung durch das Vorhandensein von CO in der Atemluft. Aus den Ergebnissen werden Folgerungen für die bei Flügen in der Höhe zulässigen CO-Konzentrationen gezogen.

Gliederung.

1. Höhenwirkung.
2. Kohlenoxydwirkung allgemein.
3. Kohlenoxydwirkung in der Höhe.
4. Nutzanwendung für die Flugzeugmusterprüfung.
5. Zusammenfassung.
6. Schrifttum.

1. Höhenwirkung.

Während der rote Blutfarbstoff, das Hämoglobin, als Sauerstoffträger des Blutes bei Normaldruck im Mittel 95 vH des möglichen Sättigungswertes an Sauerstoff aufnimmt, beträgt die Sättigung in 5000 m bei normaler Atmung immer noch 81 vH, obwohl der Sauerstoffdruck hier auf die Hälfte gesunken ist. Dies ist die Folge des hyperbolischen Verlaufes der Sauerstoffdissoziationskurve des Hämoglobins (Hb) (vgl. hierzu Abb. 1). Einer Berechnung der Sauerstoffsättigung im Arterienblut ist nicht der Sauerstoffdruck in der Einatemluft zugrunde zu legen, sondern man muß hierfür den Sauerstoffdruck in den Lungenbläschen kennen, weil hier der direkte Gasaustausch zwischen Atemluft und Lungenblut und die Einstellung der Sättigungsgleichgewichte stattfindet. Der Unterschied zwischen der Sauerstoffspannung in der Einatemluft und der in den Lungenbläschen ist stark abhängig von der Tiefe des einzelnen Atemzuges. Die Zahlentafel I zeigt die Sauerstoffspannung in den Lungenbläschen bei normaler Atmung (rd. 400 cm³ je Atemzug) in Abhängigkeit von der Luftverdünnung. Die Sauerstoffsättigung des arteriellen Blutes erreicht entsprechend dem in den Lungenbläschen

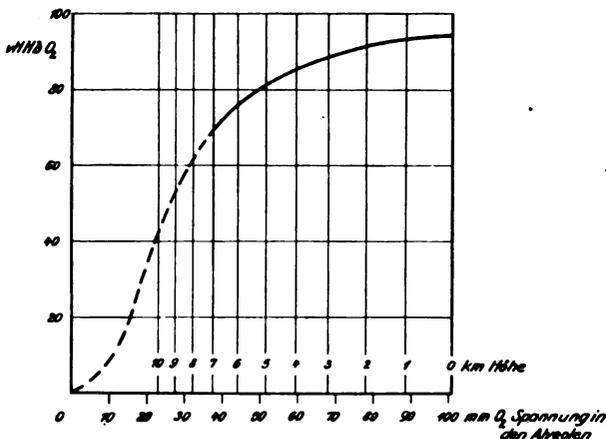


Abb. 1. O₂-Sättigungskurve des Hämoglobins im Arterien-Blut.

vorhandenen Sauerstoffdruck einen Wert, der aus der in Abb. 1 dargestellten Dissoziationskurve abgelesen werden kann. Für diese Kurve wurden bis zu einer Höhe von 7000 m bzw. einer mittleren Sauerstoffspannung in den Lungenbläschen von 38,9 mm Hg die im arteriellen Blut von verschiedenen Forschern experimentell am Mt. Everest, in Cerro de Pasco und auf dem Mt. Rosa gemessenen Sauerstoffsättigungswerte des Hämoglobins verwendet¹⁾.

Zahlentafel I. Luftdruck, Temperatur und maximale alveoläre Sauerstoffspannung in Höhen von 0—8000 m (nach Dräger-Tabelle).

Höhe in m	Luftdruck in mm Hg	Temperatur in °C	Maximale O ₂ -Spannung in den Lungen bei 400 cm ³ Ventilation in mm Hg
0	760	+ 15	101
1000	675	+ 10	89
2000	598	+ 5	78
3000	528	± 0	68
4000	466	— 5	59
5000	410	— 10	51
6000	360	— 15	44
7000	315	— 20	38
8000	275	— 25	32

In einer Höhe von rd. 5000 m bzw. bei einer Sauerstoffsättigung des arteriellen Blutes von rd. 80 vH ist die körperliche Leistungsfähigkeit eines an solche Höhen nicht angepassten Menschen deutlich herabgesetzt. Bei längeren Flügen in Höhen über 6000 m bzw. einer Herabsetzung der Sauerstoffsättigung des Hämoglobins im Blut unter 75 vH beginnen auch ruhig sitzende Menschen meist höhenkrank zu werden. Es bestehen hier natürlich starke individuelle Unterschiede. Aber ein Nachlassen der körperlichen Leistungsfähigkeit ist in 5000 m infolge der Sauerstoffverarmung des Blutes auf jeden Fall zu erwarten. Aus diesem Grunde ist in vielen Ländern vorgeschrieben, bei Flügen oberhalb von 5000 m ein Sauerstoffgerät zu benutzen.

2. Kohlenoxydwirkung allgemein.

Kohlenoxyd hat bei Körpertemperatur eine 310 mal größere Neigung sich mit dem Hämoglobin zu verbinden als Sauerstoff. Darauf beruht im wesentlichen die schädliche Wirkung von Kohlenoxyd in der Einatemluft, weil das von ihm gebundene Hämoglobin (COHb) für den Sauerstofftransport ausfällt. Hierdurch treten im Organismus Erscheinungen von Sauerstoffmangel auf²⁾. Wird z. B. ein Gemisch von 310 Teilen Sauerstoff und 1 Teil Kohlenoxyd geatmet, so sättigt sich das Hämoglobin des Blutes zu gleichen Teilen mit O₂ und CO, unter der Voraussetzung, daß der O₂- und CO-Teildruck genügen, um sämtliches Hämoglobin zu sättigen, so daß kein ungesättigtes Hämoglobin (sog. reduziertes Hb) übrig bleibt. Es sind dann 50 vH COHb und 50 vH O₂Hb vorhanden.

¹⁾ Vergl. hierzu die Zusammenstellung S. 113 bei Loewy; Physiologie des Höhenklimas [1].

²⁾ Die Frage, inwieweit beim Menschen die Einatmung höherer Konzentrationen von CO, entsprechend den Untersuchungen von Warburg [2] sich außerdem als Zellgift auswirkt, muß vorerst noch offen bleiben.

Zahlentafel II. Anteile von HbO₂, HbCO und reduziertem Hb in vH des Volumens bei Einwirkung verschiedener CO-Konzentrationen in Höhen von 0—8000 m ü. d. M.

Höhe in m	Bei normaler Luft		Bei 0,0025 vH CO in der Luft			Bei 0,005 vH CO in der Luft			Bei 0,01 vH CO in der Luft			Bei 0,02 vH CO in der Luft			Bei 0,03 vH CO in der Luft		
	vH HbO ₂	vH Red. Hb	vH HbO ₂	vH HbCO	vH Red. Hb	vH HbO ₂	vH HbCO	vH Red. Hb	vH HbO ₂	vH HbCO	vH Red. Hb	vH HbO ₂	vH HbCO	vH Red. Hb	vH HbO ₂	vH HbCO	vH Red. Hb
0	95	5	92	3,5	4,5	89,3	6,7	4	83,5	12,5	4	74,7	22,3	3	67,7	30,3	2
1000	94	6	91,1	3,4	6,0	88,4	6,6	5	82,7	12,3	5	74,0	22,0	4	67,0	30,0	3
2000	92	8	89,2	3,3	7,5	86,5	6,5	7	81,8	12,2	6	73,2	21,8	5	66,3	29,7	4
3000	89	11	86,3	3,2	10,5	84,2	6,3	9,5	80,0	12,0	7	72,4	21,6	6	65,6	29,4	5
4000	85,5	14,5	82,9	3,1	14,0	81,0	6,0	11,5	77,5	11,5	9	70,5	21,0	8,5	64,2	28,8	7
5000	81	19	79,1	2,9	18,0	77,2	5,8	17,0	74,0	11,0	12	67,8	20,2	12,0	62,5	28,0	9,5
6000	76	24	74,2	2,8	22,0	73,5	5,5	21,0	70,5	10,5	17	64,7	19,3	16,0	60,1	26,9	13,0
7000	70	30	68,9	2,6	28,5	67,9	5,1	27,0	65,7	9,8	24	61,6	18,4	20,0	57,3	25,7	17,0
8000	62	38	61,7	2,3	36,5	61,4	4,6	34,0	60,0	9,0	31	57,0	17,0	26,0	53,2	23,8	23,0

Bleibt jedoch noch ungesättigtes bzw. reduziertes Hb übrig, wie z. B. in 5000 m Höhe, wo normalerweise nur 81 vH des Hämoglobins gesättigt werden, so stellt sich ein Gleichgewicht zwischen dem O₂ und CO der Luft einerseits und dem COHb, O₂Hb und reduzierten Hb des Blutes andererseits ein. Dieses Gleichgewicht ist von H. Hartmann für verschiedene CO-Konzentrationen und O₂-Teildrucke berechnet worden, der darüber an anderer Stelle noch näher berichten wird.

Zahlentafel II zeigt die Hämoglobinanteile, die in verschiedenen Höhen und bei wechselnden Konzentrationen von CO in der Einatemluft mit Sauerstoff und Kohlenoxyd gesättigt werden oder als reduzierter Blutfarbstoff vorliegen.

Nach Untersuchungen von Haldane [3, 4, 5, 6], Henderson und Haggard [7] und anderen wird der Höchstwert der Kohlenoxydsättigung des Hämoglobins im Blut bei normaler Atmung und bei Konzentrationen von 0,01 bis 0,07 vH CO in der Einatemluft erst nach mehreren Stunden erreicht, d. h. die in Zahlentafel II aufgezeichneten Gleichgewichte stellen sich quantitativ erst nach mehrstündigem Aufenthalt in der betreffenden Höhe ein. Der halbe Sättigungswert an COHb wird aber bei ruhiger Atmung in etwa 60 min, bei einer durch leichte Arbeit verstärkten Atmung in 20 bis 30 min erreicht [3, 4].

0,01 vH CO in der Luft ist die Konzentration, die allgemein in der Gewerbeligiene auch für längere Zeiten als unschädlich angesehen wird, und die auch bisher in der Luftfahrt als der höchstzulässige CO-Wert in der Einatemluft gilt. Nach den Angaben von Henderson führt dieser CO-Gehalt nach einstündiger Einwirkung zu einer mindestens 6proz. Sättigung des Hämoglobins mit Kohlenoxyd; das ist die Hälfte des entsprechenden maximalen Sättigungswertes von rd. 12 vH.

3. Kohlenoxydwirkung in der Höhe.

Während diese 6 vH des Blutfarbstoffes, die durch ihre Bindung an Kohlenoxyd für den Sauerstofftransport im Blut verloren sind, in Meereshöhe sich nur bei starker körperlicher Arbeit nachteilig bemerkbar machen, ändert sich das beim Vordringen in die Höhe, denn hier kann das nur um wenige Prozente verringerte Sauerstoffbindungsvermögen des Blutes auch beim ruhenden Menschen Erscheinungen von Höhenkrankheit auslösen, die unter normalen Bedingungen erst in wesentlich höheren Lagen zu erwarten sind. Die Abb. 2 veranschaulicht diese Verhältnisse unter Verwendung der in Abb. 1 dargestellten Dissoziationskurve und der in Zahlentafel II gegebenen Zahlenwerte für die Sauerstoffsättigung des Hämoglobins im Blut in verschiedenen Höhen graphisch.

In diesem Bild ist bei 80 vH Sauerstoffsättigung des Hämoglobins, was der Wirkung einer Luftverdünnung entsprechend 5200 m ü. d. M. gleichkommt, eine Horizontale gezogen, die anzeigen soll, daß beim Unterschreiten dieser Linie eine deutliche Herabsetzung der körperlichen Leistungsfähigkeit des an die Höhe nicht angepaßten Menschen zu erwarten ist. Unterhalb von 75 vH Sauerstoffsättigung des Hämoglobins befindet sich der Bereich, in dem auch bei

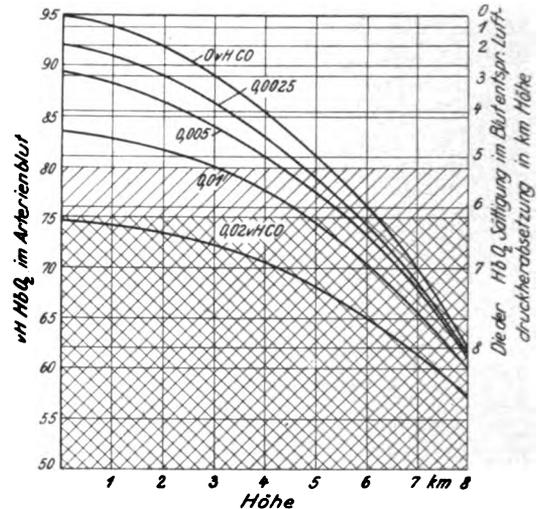


Abb. 2. Wirkung verschiedener CO-Gehalte der Einatemluft auf die O₂-Sättigung des arteriellen Blutes mit zunehmender Höhe.

ruhigem Sitzen mit dem Einsetzen der Höhenkrankheit zu rechnen ist, deren Beginn sich vor allem in einer Herabsetzung der höheren geistigen Funktion äußert. Besonders ungünstig ist dabei für den Flieger die Herabsetzung der Selbstkritik, weil er hierdurch nicht mehr ausreichend in der Lage ist, seinen eigenen Zustand richtig zu beurteilen.

Die Abb. 2 zeigt, daß bei Atmung reiner atmosphärischer Luft (oberste Kurve) die Zone der Herabsetzung der körperlichen Leistungsfähigkeit bei 5200 m ü. d. M. erreicht wird.

Bei einem Gehalt von 0,01 vH CO in der Atemluft wird diese Zone schon 2200 m früher erreicht, unter der Voraussetzung, daß in dieser Höhe die betreffende CO-Konzentration so lange geatmet wird, bis die entsprechende Höchst-sättigung des roten Blutfarbstoffes mit CO eintritt, was annäherungsweise erst nach mehreren Stunden erfolgt.

Aus den vorangehenden Ausführungen ersieht man, daß bei einstündiger Einatmung einer bestimmten CO-Konzentration eine Verminderung der O₂-Sättigung des Blutes von mindestens dem Umfang erfolgt, den die Hälfte der gegebenen CO-Konzentration bei vollständiger Sättigung bewirken würde. Demnach erhalten wir für 0,01 vH CO in der Einatemluft nach einstündigem Fliegen eine Herabsetzung der Sauerstoffsättigung des Blutes mit zunehmender Höhe, die der Kurve für 0,05 vH CO entspricht. Das ergibt in 4200 m Höhe eine Herabsetzung der Sauerstoffsättigung des Hämoglobins im Blut, die der Luftverdünnung bei einer Höhe von 5200 m entsprechen würde, d. h. einem Unterschied in der Höhenwirkung von etwa 1000 m.

Bei einstündiger Einatmung von Luft mit 0,005 vH CO, der Hälfte der bisher zulässigen Konzentration, tritt die Herabsetzung der Sauerstoffsättigung des Blutes auf 80 vH, entsprechend der Sättigungskurve mit 0,0025 vH CO, immer noch 400 m früher auf als bei Einatmung CO-freier atmosphärischer Luft.

4. Die Nutzenanwendung für die Flugzeugmusterprüfung.

Wenn man also bei mehrstündigen Flügen ohne Sauerstoffgerät in Höhen zwischen 4 bis 5000 m eine «zusätzliche Höhenwirkung durch CO-Einatmung» von 500 m und mehr vermeiden will, so muß man die Kohlenoxydkonzentration der Atemluft auf Werte unterhalb von 0,0025 vH herabdrücken.

Daß dieses möglich ist, ergibt sich aus den Messungen, die von Ruff³⁾ über CO-Konzentrationen im Flugzeug ausgeführt wurden. Die meisten Flugzeugmuster zeigten dabei CO-Konzentrationen unterhalb von 0,002 vH. Nur bei wenigen Flugzeugtypen wurden höhere Konzentrationen festgestellt, wobei allerdings sogar Werte von 0,02 bis 0,04 vH gefunden wurden. Bei diesen CO-Konzentrationen traten auch schon nach kurzer Flugzeit deutliche Beeinträchtigungen der Flugzeugbesatzung auf. Dieses ist erklärlich, wenn man bedenkt, daß bei einer Konzentration von 0,04 vH in der Einatemluft schon nach einstündiger Flugzeit eine Herabsetzung der Sauerstoffsättigung des Hämoglobins eintritt, die mindestens den Werten der Kurve von 0,02 vH CO entspricht. Es ergeben sich also dabei für die Blutsättigung nach einstündiger Flugzeit in Erdnähe Verhältnisse, als ob in 6200 m Höhe geflogen würde.

Für unsere Überlegungen über die Kohlenoxydwirkung bei Flügen in größeren Höhen wurde bisher nicht berücksichtigt, daß der Anteil des CO in vH des Volumens der Einatemluft nicht konstant bleibt, wie wir bei der Berechnung annehmen, sondern wahrscheinlich mit der Höhe wesentlich ansteigt. Die Gründe hierfür sind folgende:

1. Es ist anzunehmen, daß die mengenmäßige Bildung von CO im Motor mit zunehmender Höhe nicht nur gleichbleibt, sondern sogar ansteigt; denn die Verbrennungsvorgänge werden bei den meisten Flugmotoren mit zunehmender Höhe schlechter.

2. Selbst bei mengenmäßig gleichbleibender CO-Bildung wächst durch die Zunahme des Volumens der Auspuffgase mit sinkendem Außendruck die Wahrscheinlichkeit einer Beimischung von Auspuffgasbestandteilen zur Einatemluft.

Wie weit diese Beimischung durch eine Veränderung der aerodynamischen Verhältnisse in der Höhe beeinflußt wird, können nur Kohlenoxydmessungen im Höhenflug klären. Auf jeden Fall ist aber bei den meisten Flugzeugmustern eher eine Vermehrung als eine Abnahme der CO-Volumenanteile in der Einatemluft mit zunehmender Höhe zu erwarten.

Das Fehlen höherer CO-Konzentrationen in der Einatemluft beim Flug in Erdnähe ist jedenfalls kein schlüs-

siger Beweis dafür, daß in größeren Höhen schädliche CO-Konzentrationen nicht auftreten können.

Messungen der Kohlenoxydkonzentrationen in der Einatemluft sollten daher für die Abnahmeprüfung von Flugzeugmustern auch in Höhen zwischen 4 bis 5000 m durchgeführt und CO-Werte von mehr als 0,0025 vH in der Einatemluft unbedingt beseitigt werden, da sie in diesen Höhen als leistungsbeeinträchtigend angesehen werden müssen.

Sobald Sauerstoffgeräte benutzt werden, wie es bei längeren Flügen oberhalb von 5000 m anzuraten ist, spielen kleine CO-Konzentrationen in der Zusatzluft keine biologische Rolle mehr.

5. Zusammenfassung.

Die Hauptursache für die Leistungsherabsetzung in großen Höhen und für die Höhenkrankheit ist infolge Luftverdünnung die Abnahme der O₂-Spannung im Blut und die Verminderung der O₂-Sättigung des roten Blutfarbstoffes von 95 vH seiner maximalen Sättigung auf 80 vH und weniger.

Die schädliche Wirkung bei Einatmung geringer CO-Mengen besteht vorwiegend in der Verbindung des CO mit dem roten Blutfarbstoff zu COHb, wodurch ein Teil des Hb für den Sauerstofftransport ausfällt.

Luftverdünnung und CO-Einatmung führen also beide zu einer Sauerstoffverarmung des Blutes und setzen auf diesem Wege die Leistungsfähigkeit des Organismus herab. Ihre Wirkungen verstärken sich dementsprechend gegenseitig. Diese gegenseitigen Beziehungen wurden berechnet und bildlich dargestellt.

Aus den Berechnungen geht hervor, daß die zulässige CO-Konzentration in der Einatemluft für Flüge zwischen 4000 bis 5000 m ü. d. M. 0,0025 vH nicht überschreiten darf, wenn eine 500 m übersteigende «zusätzliche Höhenwirkung» durch Bildung von HbCO vermieden werden soll.

6. Schrifttum.

- [1] A. Loewy: Physiologie des Höhenklimas, Berlin 1932.
- [2] O. Warburg: Die katalytischen Wirkungen der lebendigen Substanz. Berlin 1928.
- [3] J. S. Haldane, J. Physiol. Bd. 18 (1895), S. 430.
- [4] J. S. Haldane and L. Smith, J. Physiol. Bd. 25 (1900), S. 331.
- [5] G. Douglas, J. S. Haldane and J. B. S. Haldane, J. Physiol. Bd. 44 (1913), S. 275.
- [6] J. S. Haldane: Respiration, Yale University Press 1922.
- [7] Y. Henderson and H. Jaggard, J. Indust. Engng. Chem. Bd. 14 (1922), S. 229.

³⁾ Siehe Seite 124 des vorliegenden Heftes.

Über die leistungsvermindernde Wirkung von Auspuffgasen auf Flugzeugbesatzungen und über Kohlenoxydmessungen in verschiedenen Flugzeugmustern.

Von S. Ruff.

Bericht 35/06 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, e. V., Berlin-Adlershof.

Bei modernen Hochleistungsflugzeugen erreicht die Beanspruchung von Körper und Sinnesorganen der Besatzungen die Grenzen physiologischer Leistungsfähigkeit. Die Gipfelhöhe dieser Flugzeuge liegt selbst bei Benutzung eines Atemgerätes an der Grenze des für den Organismus Erträglichen, der dazu noch Beschleunigungen ausgesetzt ist, die oft das 6—7 fache der Erdbeschleunigung erreichen.

Durch das Einatmen von Abgasen und sonstigen Verbrennungsprodukten der Betriebsstoffe bzw. durch die in ihnen enthaltenen Giftstoffe wird die Leistungsfähigkeit der Besatzungen herabgesetzt, ja es kommt bisweilen sogar zu mehr oder weniger schweren Vergiftungserscheinungen, die es angebracht erscheinen ließen, die folgenden Untersuchungen über die Atemluft in verschiedenen Flugzeugmustern und in verschiedenen Fluglagen durchzuführen.

Gliederung.

- I. Die schädigenden Bestandteile der Abgase von Flugmotoren und ihre Wirkung.
- II. Die Durchführung der Versuche.
- III. Versuchsergebnisse.
- IV. Zusammenfassung.

I. Die schädigenden Bestandteile der Abgase und ihre Wirkung.

Als vor allem schädigende Stoffe in den Abgasen von Flugmotoren sind außer dem Kohlenoxyd Aldehyde, unter ihnen wohl vor allem das Akrolein, und neuerdings bei der Benutzung von äthylisierten Brennstoffen vielleicht auch in geringem Maße Blei bzw. Bleiverbindungen zu betrachten.

Es steht noch nicht fest, ob die in den Auspuffgasen enthaltenen Bleimengen überhaupt so groß sind, daß sie auf die Dauer Schädigungen verursachen können; anzunehmen ist aber, daß man mit ihnen nur bei ausgesprochen schlechter Abgasführung zu rechnen hat, und daß die dann vorhandenen Kohlenoxydmengen schon ein längeres Fliegen mit diesen Flugzeugen unmöglich machen. Akute Vergiftungen, etwa während eines Fluges, sind wohl völlig ausgeschlossen. Eine wesentlich unangenehmere Eigenschaft haben die äthylisierten Brennstoffe dadurch, daß bei der Verbrennung Bromverbindungen entstehen, gegen deren Geruch bei vielen Menschen augenscheinlich eine Überempfindlichkeit besteht. So ereignete es sich denn auch häufig, daß nach Einführung dieser Betriebsstoffe über Abgasbelastigung bei Flugzeugen geklagt wurde, die von denselben Führern vorher seit Monaten, ja zum Teil seit Jahren ohne jede Beanstandung geflogen wurden. Ein Beispiel für eine derartige Maschine gibt Tafel I. Bei diesem Flugzeug genügte bei einzelnen Führern ein Flug mit äthylisiertem Brennstoff von einer Stunde und weniger, um Übelkeit und Kopfschmerz hervorzurufen. Der in der Atemluft enthaltene Kohlenoxydgehalt kann hierfür nicht verantwortlich gemacht werden, da er wohl zu gering ist, um überhaupt derartige Beschwerden nach so kurzer Zeit hervorzurufen, und da außerdem die Führer dieselbe Maschine monatelang vorher, wie oben schon erwähnt, ohne Beanstandung geflogen hatten. Stärkeres Auftreten von Verbrennungsprodukten des Öles in der Atemluft konnten

ebenfalls ausgeschlossen werden. Daß Brechreiz, Übelkeit und Kopfschmerz, selbst wenn sie nur als Überempfindlichkeit gegen bestimmte Gerüche und nicht als Vergiftungen zu deuten sind, die Leistungsfähigkeit erheblich herabsetzen können, braucht nicht besonders betont zu werden.

Die in den Auspuffgasen als Verbrennungsprodukte des Öles enthaltenen Aldehyde (Methylaldehyd, Paraformaldehyd, Äthylaldehyd usw.), vor allem aber der Allylaldehyd Akrolein wirken auf alle Schleimhäute, mit denen sie in Berührung kommen, reizend und führen auf die Dauer zu unangenehmen Reiz- und Entzündungserscheinungen des Rachens, des Kehlkopfes, der Bronchien und des Magens. Bei älteren Führern nicht selten auftretende Entzündungszustände der Magenschleimhaut (Gastritiden) sind vielleicht häufig auf chronische Aufnahme dieser Aldehyde zurückzuführen, oder zum mindesten sind diese Stoffe an ihrer Entstehung mitbeteiligt. Über die Giftwirkung dieser Stoffe ist sonst nicht sehr viel bekannt. Untersuchungen von Lewin haben gezeigt, daß 0,15 bis 0,2 g Akrolein pro kg Tier als tödliche Dosis angesehen werden muß. Die giftige Dosis liegt dagegen sehr viel niedriger. Bei eigenen Versuchen machten sich schon ganz geringe im Raum verdampfte Mengen auf das unangenehmste bemerkbar. Es traten zunächst Brennen an der Bindehaut der Augen, Tränenlaufen und später unangenehme Reizerscheinungen im Mund und Rachen auf. Alle diese und im vorherigen beschriebenen Symptome werden beim Flugzeugführer erst nach längerer Tätigkeit und häufigem Fliegen von Flugzeugen mit schlechter Abgasführung auftreten, da die in der Atemluft enthaltenen Mengen außerordentlich gering sind. Als Grund für diese Beschwerden wird man häufig alle möglichen Dinge, nur nicht die Auspuffgase ansehen. Nicht selten konnte man im Laufe der Versuche beobachten, daß die Verbrennungsprodukte des Öles außer in den Auspuffgasen auch noch an anderer Stelle auftraten. Vor allem bei Sternmotoren war häufig zu beobachten, daß aus den Gehäusen Öl auf die Vorwärmung tropfte, verbrannte und die Verbrennungsprodukte durch den Brandspant in den Rumpf zogen. Eine Abhilfe gegen diese Belästigungen wird sich durch gute Abdichtungen des Motorgehäuses und des Brandspantes gegen den Rumpf erreichen lassen.

Die im vorhergehenden erwähnten Giftstoffe wirken, wie schon betont, erst nach sehr langer Zeit, sofern sie nicht in ganz außergewöhnlichen Mengen in der Atemluft vorkommen, was bisher in Flugzeugen in keinem Fall nachgewiesen werden konnte. Als Ursache für eine akute Vergiftung kommen sie überhaupt nicht zur Auswirkung, da bei ihrem Auftreten ihnen eigentlich immer ein weiterer, viel gefährlicherer und viel schneller wirkender Giftstoff zugesellt ist, das Kohlenoxyd. Schon in ganz geringen Konzentrationen kann es während eines Fluges akute Vergiftungen hervorrufen, zunächst aber die Leistungsfähigkeit der Besatzungen, vor allem von Höhenflugzeugen, in kurzer Zeit außerordentlich herabsetzen.

Bekanntlich ist das Kohlenoxyd ein geruchloses, farb- und geschmackloses Gas vom spez. Gewicht 0,9673, das die Eigenschaft hat, sich mit dem roten Blutfarbstoff (Hämoglobin), dem Sauerstoffträger des Blutes etwa 200- bis 250 mal leichter zu verbinden als Sauerstoff. Bedingt durch diese große Affinität des Kohlenoxyds zum Hämoglobin, tritt selbst bei geringer Kohlenoxydkonzentration in der Atemluft eine schnelle Bildung von Kohlenoxydhämoglobin ein, und ein Teil des Hämoglobins geht auf diese Weise für den Sauerstofftransport verloren. Sobald ein gewisser Teil des Hämoglobins durch Kohlenoxyd gesättigt ist

Tafel I. Flugzeug Nr. 1.

Flugart und Entnahmestelle	Kohlenoxyd-Gehalt in VII d. Vol.
Steigspirale links, Sitzraummitte, Mundhöhe	0,0016
Gleitspirale links, Sitzraummitte, Mundhöhe	0,0047
Geradeausflug, Sitzraummitte, Mundhöhe	0,0038

(individuell sehr verschieden), treten infolge von Sauerstoffmangel in den Geweben Vergiftungserscheinungen auf, die im Anfang häufig mit Übelkeit, Kopfschmerzen und Schwäche in den Beinen einherzugehen pflegen.

Daß die vergiftende Wirkung des Kohlenoxyds im wesentlichen auf die Verarmung des Blutes und damit der Gewebe an Sauerstoff zurückzuführen ist, hat von allen Theorien, deren es eine ganze Reihe gibt, wohl am meisten Wahrscheinlichkeit für sich. Man kann nämlich durch Einschränkung der Sauerstoffzufuhr ähnliche Veränderungen der Herzarbeit, der Atmung und des Blutdruckes, ferner der Zucker- und Eiweißausscheidung im Harn (Glykosurie und Albuminurie) und noch eine Reihe von anderen Symptomen hervorrufen, wie sie auch bei der Kohlenoxydvergiftung auftreten. Auf der anderen Seite bleiben hämoglobinfreie Tiere, z. B. der Krebs, in einer Luft mit 80 vH das Vol. Kohlenoxyd und 20 vH das Vol. Sauerstoff ohne irgendwelche Vergiftungserscheinungen am Leben. Man hat lediglich dafür Sorge zu tragen, daß der verbrauchte Sauerstoff immer wieder ersetzt wird. Beim Menschen dagegen wirken 1 bis 2 vH schon nach kurzer Zeit fast immer tödlich.

Für die Luftfahrtmedizin spielt der Kohlenoxydgehalt der Atemluft in Flugzeugen, außer als eventueller Erzeuger von Übelkeit, Kopfschmerzen usw. jedenfalls vor allem aus dem obenerwähnten Grunde, Verarmung des Blutes und damit der Gewebe an Sauerstoff, eine wesentliche Rolle. Bei Flügen in größeren Höhen, bei denen der Organismus schon sowieso unter mehr oder weniger großem Mangel an Sauerstoff leidet, geht bei Einatmung von Kohlenoxyd auch noch ein Teil des Hämoglobins zum Sauerstofftransport verloren, die Versorgung der Gewebe und damit die Leistungsfähigkeit der Besatzung wird noch weiter vermindert, das heißt, die Höhenfähigkeit nimmt ab.

Wie hoch der Gewichtsprozentsatz von gebildetem Kohlenoxydhämoglobin bei verschiedenen Kohlenoxydkonzentrationen in der Luft sein kann, zeigt die von Hufner angegebene Tafel II.

Tafel II.

Bei einem Gehalt der Luft an CO in vH d. Vol.	bildet sich CO-Hgb. in vH d. Gew. der Gesamtmenge an Blutfarbst.
0,005	3,54
0,01	6,83
0,025	15,50
0,05	27,00
0,1	42,00

Die Werte erhielt Hufner, indem er im Reagenzglas verdünnte Blut- bzw. Hämoglobinlösungen mit kohlenoxydhaltigen Gasgemischen schüttelte. Da im lebenden Organismus die Berührung von Kohlenoxydatemluft mit dem Blut nicht so innig sein kann als beim Reagenzglas-Schüttelversuch, liegen die im menschlichen Blut bei obigen Konzentrationen gefundenen Werte glücklicherweise allerdings wesentlich unter den in Tafel II angegebenen. Sie sind außer von der Konzentration natürlich auch von der Dauer der Einwirkung abhängig. Die Zahlentafel soll lediglich veranschaulichen, daß bei einem längeren Flug, bei dem in der Atemluft, wenn auch nur geringe Mengen von CO enthalten sind, eine nicht unbeträchtliche Menge von Kohlenoxydhämoglobin gebildet werden kann; sie soll dem Techniker zeigen, daß die geforderte gute Abgasführung ein nicht unwesentlicher Beitrag zur Leistungssteigerung der Besatzung sein kann.

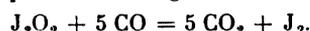
Bei den ersten Untersuchungen wurde in Übereinstimmung mit anderen Stellen eine Kohlenoxydkonzentration von 0,01 vH d. Vol. in der Atemluft von Flugzeugen als zulässig betrachtet, da bei dieser Konzentration selbst bei langen Flügen nur höchstens 6 bis 7 vH Kohlenoxydhämoglobin gebildet werden können. Nach neueren Überlegungen (s. Dieringshofen und Hartmann) muß aber eine Herabsetzung des Kohlenoxydgehaltes in der Atemluft

wenigstens für Flugzeuge, die große Höhen aufzusuchen haben, auf 0,0025 vH angestrebt werden.

II. Versuchsdurchführung.

Bei den Untersuchungen wurden zur Gewinnung von Luft zur Analyse wassergefüllte Glasflaschen von mehreren Litern Inhalt, die am Boden mit einem Tubus versehen waren, in das zu prüfende Flugzeug eingebaut und während des Fluges mit einem Schlauch versehen, der an der zu untersuchenden Stelle — im Führersitz, Beobachtersitz oder in der Kabine — in Mundhöhe endete. Durch diesen Schlauch wurde Luft, durch Ablassen des Wassers aus der unteren Flaschenöffnung, in die obere Öffnung gesaugt und die Flaschen dann wieder verschlossen. Die Auslauf- und damit die Füllzeit der Flaschen betrug etwa fünf Minuten.

Die gewonnenen Atemluftproben wurden nach der von Nikloux angegebenen Methode — Verbrennung über Jodpentoxyd und Titration des ausgeschiedenen Jodes — quantitativ auf CO untersucht. Die Analysenapparatur war so eingerichtet, daß entweder Luft für einen blinden Versuch oder die Atemluftprobe durchgeleitet werden konnte. Beim blinden Versuch strich Laboratoriumsluft zunächst über ein Röhrchen mit glühendem Kupferoxyd, wobei das in der Luft enthaltene CO zu CO₂ oxydiert und dann in einer nachfolgenden Flasche mit Kalilauge abgefangen wurde. Zwischen Kupferoxydrohr und Kalilauge war ein Dreiweghahn eingeschaltet, in den auch die Atemluft geleitet werden konnte. Nach Durchströmung von mehreren Reinigungsflaschen und U-Rohren (zur Trocknung und um Kohlensäure, Schwefelwasserstoff, schweflige Säure usw. abzufangen) gelangte das CO schließlich in ein mit Jodpentoxyd gefülltes U-Rohr, das in einem Ölbad auf 130° erhitzt wurde. Beim Durchströmen dieses Rohres wird das CO zu CO₂ oxydiert, während eine dem CO äquivalente Menge Jod frei wird:



Das freigewordene Jod wurde in einem mit 4prozentiger Jodkalilösung gefülltem 10-Kugelrohr aufgefangen und dann mit 1/100 n-Thiosulfatlösung titriert.

1 cm³ n-Thiosulfatlösung entspricht bei 0° und 760 mm Hg 56 cm³ CO. Zu jeder Analyse wurden 2 l der aufgefangenen Atemluft in 2 h durch die Apparatur geleitet und anschließend mit 300 cm³ Laborluft nachgespült. Um den Weg der Abgase während des Fluges feststellen zu können, wurden bei einigen Versuchsflügen den Abgasen Farbstoffe zugesetzt (Abb. 3 und 5).

III. Versuchsergebnisse.

Tafel III zeigt Messungen bei zwei Flugzeugen, die allen Anforderungen an eine gute Abgasführung entsprechen, während Abb. 1 und 2 zwei Abgasführungen zeigen sollen, wie sie bei derartigen Flugzeugen gefunden wurden (Abb. 1 entspricht Flugzeug Nr. 2 in Tafel III). Bei beiden Flugzeugen waren keine langen, geschwindigkeitsvermindernden Auspuffrohre notwendig, um eine gute Abgasführung zu erreichen. Abb. 3 zeigt den Weg der Abgase im Horizontflug, bei dem Sammler von Abb. 2.

Tafel IV zeigt die Untersuchungsergebnisse von zwei Flugzeugen, in denen die Atemluft außerordentlich schlecht ist, und die als gefährlich zu betrachten sind. Als Beispiel für Abgasführungen, wenn man sie überhaupt so bezeichnen darf, diene Abb. 4. Die Auspuffgase werden lediglich mittels ganz kurzer Rohrstützen durch die Motorverkleidung ins Freie geführt, umspülen den Rumpf und strömen durch den im Rumpf immer vorhandenen Unterdruck je nach Fluglage, mehr oder weniger stark in die Sitzräume ein. Abb. 5 zeigt das Flugzeug im Fluge. Bei Flugzeug Nr. 4, II in Tafel IV ist die Kohlenoxydkonzentration nach Anbringung eines Sammlers zu ersehen. Die Maschine genügte damit unseren damaligen Forderungen, subjektiv machte sich aber, da der Motor auf äthylisierten Brennstoff umgestellt war, ein intensiver Bromgeruch bemerkbar. Bei Flugzeug Nr. 5 konnte ebenfalls durch Anbringung eines

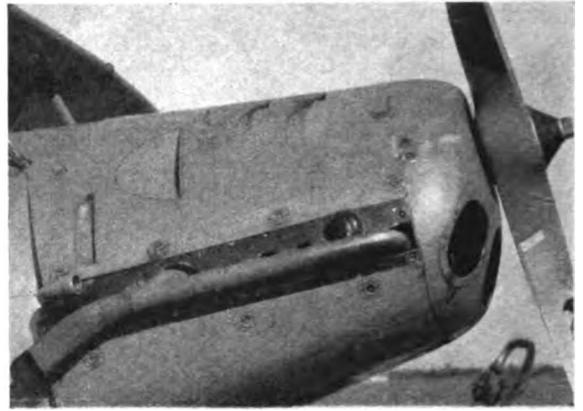
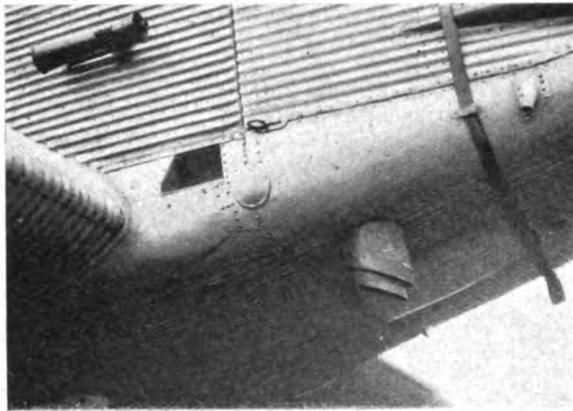


Abb. 1 und 2. Beispiele guter Abgasführung.

Tafel III.

Flugart und Entnahmestelle	Kohlenoxyd-Gehalt in vH d. Vol.
Flugzeug Nr. 2	
Geradeausflug, Mundhöhe links nach 1 h Flug, Führersitz	0,0012
Geradeausflug, Mundhöhe links nach 2 h Flug, Führersitz	0,0012
Geradeausflug, 1,5 m vom Boden, nach 1 h Flug, mitte Kabine	0,0012
Geradeausflug, 1,5 m vom Boden, nach 2 h Flug, mitte Kabine	0,0012
Geradeausflug, 1,5 m vom Boden, nach 3 h Flug, mitte Kabine	0,0015
Flugzeug Nr. 3	
Nach 50 min Flug, Führerraum links, Mundhöhe, 0,5 m von der Seitenwand entfernt	0,001
Nach 65 min Flug, Führerraum rechts, Mundhöhe, 0,5 m von der Seitenwand entfernt	0,0016
Nach 40 min Flug, Kabine in 1,3 m Höhe, 0,5 m von der linken Rumpfwand und 0,7 m von der Trennwand zwischen Kabine und Führerraum entfernt	0,0016
Nach 50 min Flug, Kabine in 1,3 m Höhe, 0,5 m von der linken Rumpfwand und 0,7 m von der Trennwand zwischen Kabine und WC entfernt	0,0016
Nach 70 min Flug, Kabine in 1,3 m Höhe, 0,5 m von der rechten Rumpfwand und 0,7 m von der Trennwand zwischen Führerraum und Kabine entfernt	0,002
Nach 60 min Flug, Toilettenraum in 1,3 m Höhe	zu gering, nicht meßbar

Tafel IV.

Flugart und Entnahmestelle	Kohlenoxyd-Gehalt in vH d. Vol.
Flugzeug Nr. 4 I (ohne Auspuffsammler)	
Geradeausflug, Sitzraum links, Mund- höhe, Führersitz	0,022
Geradeausflug, Sitzraum mitte, Mund- höhe, Führersitz	0,024
Geradeausflug, Sitzraum mitte, 30 cm unter Mundhöhe, Führersitz	0,028
Gleitflug geradeaus, Mundhöhe, Führer- sitz mitte	0,035
Steigflug geradeaus, Mundhöhe, Führer- sitz mitte	0,011
Steigkurve rechts, Mundhöhe, Führer- sitz rechts	0,032
Geradeausflug, Sitzraum links, Mund- höhe, Beobachtersitz	0,024
Geradeausflug, Sitzraum mitte, Mund- höhe, Beobachtersitz	0,021
Geradeausflug, Sitzraum mitte, am Boden, Beobachtersitz	0,026
Geradeausflug, Sitzraum rechts, Mund- höhe, Beobachtersitz	0,021
Flugzeug Nr. 4 II (mit Auspuffsammler)	
Geradeausflug, Sitzraum links, Mund- höhe, Führersitz	0,009
Steigkurve links, Sitzraum links, Mund- höhe, Führersitz	0,01
Steigkurve links, Sitzraum links, Mund- höhe, Beobachtersitz	0,01
Geradeausflug, Sitzraum mitte, am Boden, Beobachtersitz	0,005
Flugzeug Nr. 5	
Steigkurve links, Sitzraum rechts, Mund- höhe, Führersitz	0,001
Geradeausflug, Sitzraum mitte, Mund- höhe, Führersitz	nicht meßbar, zu gering
Steigkurve links, Sitzraum rechts, Mund- höhe, Beobachtersitz	0,002
Geradeausflug, Sitzraum mitte, Mund- höhe, Beobachtersitz	0,04
Steigkurve rechts, Sitzraum rechts, Mundhöhe, Beobachtersitz	0,002
Gleitspirale links, Sitzraum rechts, Mundhöhe, Beobachtersitz	0,04



Abb. 3. Weg der Abgase im Fluge bei Abgassammler nach Abb. 2.

Sammlers die Kohlenoxydkonzentration auf das erforderliche Maß herabgesetzt werden. Interessant dürfte an dieser Stelle auch der Bericht des Flugzeugführers, der das Flugzeug Nr. 4 im Herstellerwerk abzuholen hatte, sein:

•Flugdauer 1 h. Brennstoff: Benzin-Benzolgemisch. Bereits nach 10 Flugminuten empfand ich einen sich steigenden Brechreiz, der von Abgasen, Öldämpfen oder ähn-

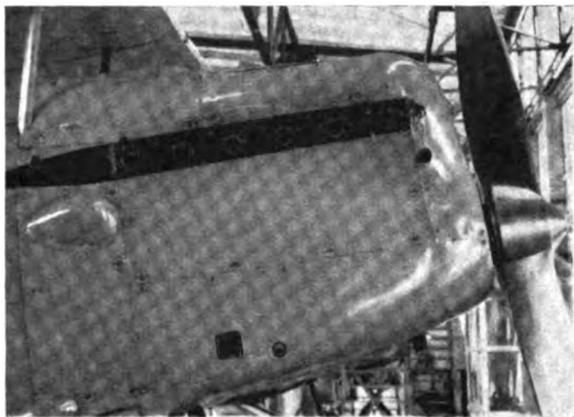


Abb. 4. Beispiel schlechter Abgasführung.

lichem herrühren mußte. Ich betone, daß ich während 11 Jahren praktischen Fliegens noch nie derartige Beschwerden hatte, und daß ich erst nach der Landung bei meinem mündlichem Bericht von mehreren ähnlichen Fällen erfuhr, die in Zusammenhang mit dem Flugzeugmuster gebracht werden. Diese Beschwerden des Flugzeugführers wiederholten sich bei allen Versuchsflügen, die der Untersucher mit diesem Flugzeug machen mußte. Außer Brechreiz traten bei ihm starkes Aufstoßen und regelmäßig heftige Kopfschmerzen auf. Beide Flugzeuge Nr. 4 und 5 mußten aus dem Flugbetrieb gezogen und mit Sammlern versehen werden.



Abb. 5. Weg der Abgase im Fluge bei Abgasführung nach Abb. 4.

IV. Zusammenfassung.

Die Leistungsfähigkeit von Flugzeugbesatzungen wird durch das Einatmen von Auspuffgasen bzw. durch die in ihnen enthaltenen Giftstoffe vor allem durch CO herabgesetzt. Aus diesem Grund wird von luftfahrtmedizinischer Seite ein CO-Gehalt in der Atemluft von Flugzeugen von 0,01 vH bzw. 0,0025 vH angestrebt. Messungen ergaben, daß eine Reihe von Flugzeugmustern diesen Anforderungen nicht genügen. Durch Anbringung von Auspuffsammlern werden die schädlichen CO-Konzentrationen auf das erforderliche Maß herabgesetzt.

Dynamik des Schwingenfluges.

Von W. Schmeidler, Breslau.

Vortrag, gehalten am 22. 2. 1935 in Berlin auf dem Sprechabend der wissenschaftlichen Gesellschaft für Luftfahrt.

Das Problem des Schwingenfluges ist so alt wie das Flugproblem überhaupt. Trotz zahlloser Versuche ist es bisher nicht gelöst worden. Der Grund dafür liegt unter anderem in der mangelhaften theoretischen Kenntnis des Kräftespiels beim Schwingenflug, das naturgemäß komplizierter ist als beim stationären Drachenfluge. Im folgenden wird diese Lücke durch eine möglichst einfache mathematische Theorie auszufüllen versucht¹⁾.

Gliederung.

1. Vortrieb und Auftrieb bei einem beliebigen Schwingungsgesetz der Flügel.
2. Der Bewegungsvorgang beim Schwingenflug.
3. Entwurf eines Schwingenflugzeugs.
4. Zusammenfassung.

1. Vortrieb und Auftrieb bei einem beliebigen Schwingungsgesetz der Flügel.

Wir denken uns ein symmetrisch schwingendes Flügelpaar (vgl. Abb. 1), dessen Bewegungsgesetz dadurch gegeben ist, daß die Endpunkte der Flügel zur Zeit die senkrechte Entfernung

$$y^* = h \cdot f(v \tau)$$

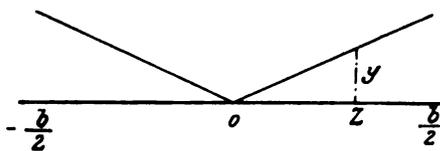


Abb. 1. Koordinaten des schwingenden Systems.

von der Horizontalen haben. Ein Punkt in der Entfernung z vom Drehpunkte 0 hat dann die Entfernung

$$y = h \cdot \frac{|z|}{b/2} \cdot f(v \tau) = h \cdot |\cos \varphi| \cdot f(v \tau)$$

von der Horizontalen. Hierbei haben wir $z = -\frac{b}{2} \cos \varphi$ gesetzt, so daß φ den Bereich $0 \leq \varphi \leq \pi$ durchläuft. Die Größe h bedeutet dabei den maximalen Ausschlag der Flügelendpunkte, $f(\sigma)$ eine periodische Funktion von der Periode 2π , die zwischen -1 und 1 schwankt. Die Größe v gibt daher die Frequenz der Schwingung an. Der einfachste und wichtigste Fall ist

$$f(\sigma) = \sin \sigma.$$

Es wird hiernach die Aufwärtsgeschwindigkeit des Flügels gegen die (in Ruhe gedachte) Luft an der Stelle z gleich

$$\frac{dy}{d\tau} = h v \cdot f'(v \tau) \cdot |\cos \varphi|.$$

Die Bewegung der Flügel bewirkt also, daß zu den sonstigen Bewegungen der Luft relativ zum Flügel noch die Abwärtsgeschwindigkeit $\frac{dy}{d\tau}$ hinzutritt. In Übertragung Prandtl'scher Gedankengänge können wir daher der üblicherweise auftretenden induzierten Abwärtsgeschwindigkeit w auch diese Abwärtsgeschwindigkeit noch überlagern und damit den wirksamen Anstellwinkel in der Form

$$\alpha^* = \alpha - \frac{w}{v} - \frac{h v |\cos \varphi| f'(v \tau)}{v}$$

schreiben. Die zur Zeit τ an der Stelle φ herrschende Zirkulation $\Gamma(\varphi, \tau)$ wird dann gegeben durch die Gleichung²⁾

$$\Gamma = \pi v t \alpha^* + \frac{\pi t^2}{4} \cdot \frac{\partial \alpha^*}{\partial \tau} \quad (t \text{ Flügeltiefe}).$$

Entsprechend dem gewöhnlichen Falle des Drachenflügels wird dann der Vortrieb T (in dem der entgegengesetzt gerichtete Bestandteil des induzierten Widerstandes mit eingerechnet ist) und der Auftrieb A annäherungsweise gegeben durch die Formeln:

$$T = \frac{\rho v b}{2} \int_0^\pi \Gamma (x^* - \alpha) \sin \varphi d\varphi, \quad (\text{hierbei ist } h v \text{ als klein gegen } v \text{ vorausgesetzt})$$

$$A = \frac{\rho v b}{2} \int_0^\pi \Gamma \cdot \sin \varphi d\varphi.$$

also ihre zeitlichen Mittelwerte während einer ganzen Periode:

$$\bar{T} = \frac{\rho v v b}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \Gamma (x^* - \alpha) \sin \varphi d\varphi d\tau$$

$$\bar{A} = \frac{\rho v v b}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \Gamma \sin \varphi d\varphi d\tau.$$

Wir setzen nun die Zirkulation als Fourierreihe in der Form

$$\Gamma = 2bv \cdot \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot \sin n\varphi \quad (n = 1, 3, 5, \dots, \text{ da } \Gamma \text{ symmetrisch zur Achse } \varphi = \frac{\pi}{2} \text{ ist}).$$

an, worin die Koeffizienten A_n Funktionen der Zeit τ werden. Ihre Bestimmung ist unsere Hauptaufgabe, da durch sie dann insbesondere Auftrieb und Vortrieb gegeben sind.

Wir stellen wie in der gewöhnlichen Tragflügeltheorie in erster Linie die Frage, unter welchen Bedingungen bei vorgegebenem mittlerem Auftrieb der mittlere Vortrieb ein Maximum wird.

Hierzu ist zunächst festzustellen, daß wegen

$$\int_0^\pi \sin^2 \varphi d\varphi = \frac{\pi}{2}, \quad \int_0^\pi \sin n\varphi \sin \varphi d\varphi = 0 \text{ für } n = 3, 5, \dots$$

¹⁾ Vgl. W. Schmeidler, Mathematische Theorie des Schwingenfluges, Z. angew. Math. Mech. Bd. 14 (1934), S. 163 ff. und die dortigen Zitate. — In der Aussprache zu diesem Vortrag wies Herr Murray darauf hin, daß die Glauert'sche Zirkulationsgleichung nur für konstante Zirkulation gelte, während diese hier variabel sei. Die Antwort darauf ist der Hinweis, daß ja auch die Flügeltiefe bei Glauert konstant ist, während sie bei mir variabel ist, und daß die Beziehungen zwischen Flügeltiefe und Zirkulation in jedem Zeitmoment dem Glauert'schen Ansatz wenigstens näherungsweise entsprechen werden, insofern die Vergrößerung der Fläche der Entstehung zusätzlicher gebundener Wirbel äquivalent ist, wie sie der Vergrößerung der Zirkulation entsprechen. Ähnliches gilt bezüglich der Veränderung des Anstellwinkels, die im übrigen durch das zweite Glied rechts in der Zirkulationsgleichung bereits in feinerer Weise berücksichtigt ist als die Veränderung der Tiefe, für die ein Zusatzglied mit $\frac{\partial t}{\partial \tau}$ wahrscheinlich rechts ebenfalls noch hinzugefügt werden muß, um die Genauigkeit der Näherung zu vergrößern. Im Zusammenhang mit diesen Überlegungen steht die Antwort auf eine Aussprachebemerkung von Herrn Lippisch, der auf die durch die veränderliche Zirkulation entstehenden »Anfahrwirbel« hinwies, und deshalb meinte, daß der übliche Ausdruck für den induzierten Widerstand, der im Text angewandt wird, nicht mehr zutreffen werde. Es scheint aber, daß diese Wirbel genau so einen Effekt zweiter Ordnung hervorrufen, wie dies bei den obenerwähnten Gliedern mit $\frac{\partial \alpha^*}{\partial \tau}$

und $\frac{\partial t}{\partial \tau}$ der Fall ist; der einfachste und natürlichste Näherungswert für $\frac{w}{v}$ ist der aus der stationären Theorie stammende, wie er oben Verwendung findet. Es handelt sich in der vorliegenden Abhandlung gerade um die Entwicklung einer möglichst einfachen Näherungstheorie, die das für den Konstrukteur Wesentliche liefern soll. Eine möglichst genaue Prüfung durch das Experiment kann natürlich nur erwünscht sein; vgl. darüber im übrigen weiter unten.

²⁾ Die Untersuchungen wurden durch das Entgegenkommen der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft ermöglicht. Bei den experimentellen Untersuchungen wurde der Verfasser von Herrn Jäckel unterstützt.

der Auftrieb bzw. mittlere Auftrieb

$$A = \frac{\rho v^2 b^2 \pi}{2} \cdot A_1(\tau), \quad \bar{A} = \frac{\rho v^2 b^2 v}{4} \cdot \int_0^{\frac{2\pi}{v}} A_1(\tau) d\tau$$

wird, während wie üblich

$$\frac{w}{v} = \sum_{n=1}^{\infty} n A_n \frac{\sin n \varphi}{\sin \varphi}$$

ist. Demnach handelt es sich um den Extremwert des Integrals:

$$\begin{aligned} \bar{T} + \kappa \bar{A} = \frac{\rho v^2 b^2}{4 \pi} \left\{ \int_0^{\frac{2\pi}{v}} \int_0^{\tau} 2 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin n \varphi \right. \\ \left[- \frac{h v |\cos \varphi| f'(\nu \tau)}{v} - \sum_{n=1}^{\infty} n A_n \frac{\sin n \varphi}{\sin \varphi} \right] \sin \varphi d\varphi d\tau \\ \left. + \kappa \pi \int_0^{\frac{2\pi}{v}} A_1(\tau) d\tau \right\}. \end{aligned}$$

Wegen

$$\int_0^{\pi} \sin n \varphi \sin \varphi \cos \varphi d\varphi = \frac{(-1)^{\frac{n-1}{2}} \cdot 2}{n^2 - 4} \quad (n = 1, 3, 5, \dots)$$

wird

$$\bar{T} + \kappa \bar{A} = \frac{\rho v^2 b^2}{4 \pi} \times \int_0^{\frac{2\pi}{v}} \left(\frac{4 h v f'(\nu \tau)}{v} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{\frac{n-1}{2}}}{n^2 - 4} \cdot A_n - \pi \sum_{n=1}^{\infty} n A_n^2 + \kappa \pi A_1 \right) d\tau,$$

und die Bedingungen des Maximums liefern uns die Werte:

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{\kappa}{2} - \frac{2 h v}{3 \pi v} \cdot f'(\nu \tau), \\ A_n &= (-1)^{\frac{n-1}{2}} \cdot \frac{2 h v f'(\nu \tau)}{\pi v n (n^2 - 4)} \quad (n = 3, 5, \dots). \end{aligned}$$

Hiernach schwingt also der Wert der Zirkulation während einer Periode um den durch die stationäre Theorie gegebenen Mittelwert Γ_m herum, und zwar nach dem durch die Bewegung des Flügels gegebenen Geschwindigkeitsgesetze. Wir erhalten also

$$\Gamma = \Gamma_m + \frac{4 b h v f'(\nu \tau)}{\pi} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{\frac{n-1}{2}}}{n (n^2 - 4)} \cdot \sin n \varphi$$

und insbesondere für $f(\nu \tau) = \sin \nu \tau$:

$$\Gamma = \Gamma_m + \frac{4 b h v \cos \nu \tau}{\pi} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{\frac{n-1}{2}}}{n (n^2 - 4)} \cdot \sin n \varphi.$$

Hierin bedeutet $\Gamma_m = 2 b v \cdot \frac{\kappa}{2} \sin \varphi$ die durch den gegebenen mittleren Auftrieb bestimmte mittlere elliptisch verteilte Zirkulation, die dem stationären Drachenflug entsprechen würde. Die Ausrechnung liefert für $h: \frac{b}{2} = 1:7,5$ und für $v = 2 \pi$ (eine Schwingung pro Sekunde) die Abb. 2.

Der Wert $\tau = 0$ entspricht dem Durchgang des Flügels durch die Mittellage, und zwar beim Aufschlag; dann ist also die Zirkulation am kleinsten. An der Stelle $\nu \tau = \frac{\pi}{2}$, also in der obersten Stellung des Flügels, wird der Wert Γ_m erreicht, beim Durchgang durch die Mitte im Niederschlag der höchste Wert, in der untersten Flügelstellung wieder der Mittelwert. Wir können nun auf Grund dieses Zirkulationsgesetzes alle übrigen uns interessierenden Größen

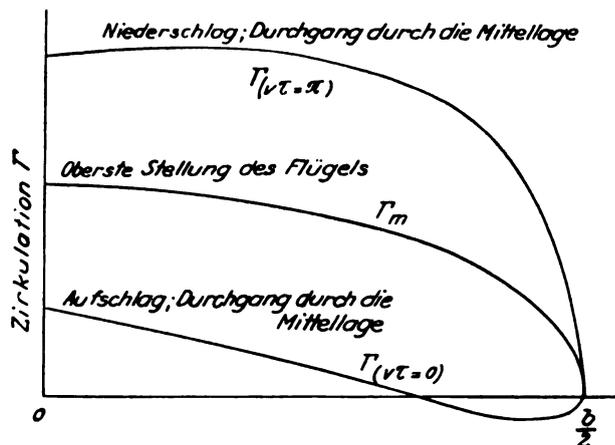


Abb. 2. Zirkulationsverteilung während verschiedener Bewegungsphasen des Flügels.

ausrechnen, soweit sie dadurch schon bestimmt sind. Wir finden zunächst

$$\begin{aligned} \alpha^* &= \alpha - \frac{\kappa}{2} - \frac{h v f'(\nu \tau) \cdot \cos \varphi}{2 v} \quad (w_0 \text{ mittlere stationäre induzierte Abwärtsgeschwindigkeit}), \\ &= \alpha - \frac{w_0}{v} - \frac{h v f'(\nu \tau) \cdot \cos \varphi}{2 v} \end{aligned}$$

womit die Zirkulationsgleichung

$$\Gamma = \pi v t \alpha^* + \frac{\pi t^2}{4} \cdot \frac{\partial \alpha^*}{\partial \tau}$$

zu einer Beziehung zwischen der Flügeltiefe $t(\varphi, \tau)$ und dem Anstellwinkel $\alpha(\varphi, \tau)$ wird, die erfüllt sein muß, wenn das Zirkulationsgesetz und damit die Formeln für Vortrieb und Auftrieb, die wir sogleich ableiten werden, erfüllt sein können. Es geht daraus hervor, daß jedenfalls nicht beide Größen t und α zeitlich konstant sein können, obwohl dies immerhin auch eine näherungsweise Lösung liefern würde. Ist eine der beiden Größen t oder α vorgegeben, so ist die andere durch die Zirkulationsgleichung eindeutig bestimmt. Dies gilt auch für α , wenn t vorgegeben ist, da die entstehende Differentialgleichung für α eine eindeutige periodische Lösung besitzt. Wichtige Fälle ergeben sich, wenn eine der beiden Funktionen t oder α unabhängig von der Zeit vorgegeben wird. Von besonderem Interesse ist ferner noch der Fall, wo $\alpha^* = \alpha^*(\varphi)$ unabhängig von der Zeit sein soll, wobei also

$$\Gamma = \pi v t \alpha^*$$

wie im stationären Falle wird. Das Gesetz für t ergibt sich dann als zu Γ proportional; α wird

$$= \alpha^* + \frac{w_0}{v} + \frac{h v f'(\nu \tau) \cdot \cos \varphi}{v},$$

ist also ebenfalls im Rahmen unserer Theorie exakt bestimmt. Über die praktischen Möglichkeiten zur Realisierung der Zirkulationsgleichung sprechen wir am Schluß des Paragraphen⁴⁾.

³⁾ Es gilt:

$$\cos \varphi = \frac{2}{\pi} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{\frac{n-1}{2}}}{n^2 - 4} \cdot \frac{\sin n \varphi}{\sin \varphi} \quad (n \text{ ungerade}).$$

⁴⁾ In der Aussprache berichtete Herr Dr. Brustmann über seine zusammen mit Herrn Lippisch angestellten praktischen Versuche mit einem zum Schwingenflugzeug umgestalteten Segelflugzeuge, die durchaus ermutigend verliefen. Seine Ausführungen über die dabei angewandte Methode, durch Wahl elastischer Profile den Anstellwinkel beim Aufwärtsschlag zu vergrößern, beim Abwärtsschlag zu verkleinern, lassen den Schluß zu, daß dabei näherungsweise der im Text behandelte Fall $\alpha^* = \text{konst}$ verwirklicht wurde, bei dem das oben angegebene Gesetz für ganz denselben Charakter zeigt. Übrigens scheint dieser Fall auch den Ornithologen bekannt zu sein (vgl. den Aufsatz von K. Lorenz im Jahrbuch für Ornithologie 1933 Bd. 8, wo die Bewegung unter der Bezeichnung »Gleitrudern« beschrieben wird.) Solange man allerdings dabei t zeitlich konstant hält, wird auch $\Gamma = \pi v t \alpha^*$ konstant, und es kommt kein eigentlicher Vortrieb heraus; dann ist auch die Schwingbewegung ohne besondere Ausstrahlung vollziehbar. Will man einen positiven Vortrieb bei konstanten t erzielen, so muß α^* variabel werden. In diesem Falle wächst mit der Geschwindigkeit auch der Kraftbedarf des Piloten.

Weiterhin können wir jetzt die Gesetze für den Auftrieb und den Vortrieb berechnen. Wir finden als Auftriebsgesetz:

$$A = \frac{\rho v^2 b^2 \pi}{2} \cdot \frac{\alpha}{2} = \frac{\rho v^2 b^2 \pi}{2} \cdot \frac{2 h v f'(\nu \tau)}{3 \pi v}$$

$$= L_0^* - L_1^* \frac{d y^*}{d \tau}, \text{ wo } L_0^* = \bar{A}; L_1^* = \frac{\rho v b^2}{3};$$

$$\frac{d y^*}{d \tau} = h v f'(\nu \tau).$$

Beim Vortrieb beschränken wir uns auf den zeitlichen Mittelwert, den wir unter Weglassung des durch die konstanten Glieder gelieferten stationären induzierten Widerstandes als reinen mittleren Vortrieb \bar{V} wie folgt anschreiben können:

$$\bar{V} = \frac{\rho v v^2 b^2}{4 \pi} \cdot \int_0^{\frac{2 \tau}{v}} \left(2 \pi \sum_{n=1}^{\infty} n A_n^2 - \pi \sum_{n=1}^{\infty} n A_n^2 \right) d \tau$$

$$= \frac{\rho v v^2 b^2}{4} \cdot \int_0^{\frac{2 \tau}{v}} \sum_{n=1}^{\infty} n A_n^2 d \tau$$

$$= \frac{\rho v b^2 h^2 v^2}{\pi^2} \cdot \int_0^{\frac{2 \tau}{v}} f'^2(\nu \tau) d \tau \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n(n^2 - 4)^2} = \frac{\rho b^2 h^2 v^2}{8 \pi} \cdot C,$$

wenn wir die unendliche Summe, was genau genug ist, mit $\frac{1}{8}$ bewerten, und

$$C = \frac{v}{\pi} \int_0^{\frac{2 \tau}{v}} f'^2(\nu \tau) d \tau$$

setzen. Aus dieser Formel geht u. a. hervor, welchen Einfluß nach dieser Theorie das durch die Funktion $f(\nu \tau)$ gegebene Bewegungsgesetz der Flügel selbst besitzt. Wir erhalten in dem oben hervorgehobenen Sonderfalle $f(\nu \tau) = \sin \nu \tau$ für C den Wert 1; man kann fragen, ob man durch andere Wahl der Funktion $f(\nu \tau)$ einen größeren Wert für C erzielen kann. Daß dies in der Tat der Fall ist, zeigt die Funktion

$$f(\sigma) = \sin \text{am } \lambda \sigma \text{ mit } \lambda = \frac{2 K}{\pi}, K = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d \varphi}{\sqrt{1 - \alpha^2 \sin^2 \varphi}},$$

$$0 < \alpha < 1.$$

Führt man hiermit die Berechnung des Integrals

$$\frac{v}{\pi} \int_0^{\frac{2 \tau}{v}} f'^2(\nu \tau) d \tau$$

durch, so erhält man den Wert

$$\frac{8 K}{3 \pi^2} \left[2 K - 1 + \frac{\alpha^2}{\pi^2} (K - E) \right] \text{ mit } E = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin^2 \varphi d \varphi}{1 - \alpha^2 \sin^2 \varphi}.$$

Die Reihenentwicklung dieses Ausdrucks in eine Potenzreihe nach dem Modul α liefert den Ausdruck

$$C = \frac{v}{\pi} \int_0^{\frac{2 \tau}{v}} f'^2(\nu \tau) d \tau = 1 + \frac{\alpha^2}{8} + \frac{3 \alpha^4}{32} + \dots,$$

der für $\alpha = 0$ den Wert 1 liefert, weil dann das Bewegungsgesetz in den sinusförmigen Verlauf übergeht, der ferner mit wachsendem α ansteigt, ja von dem man sogar zeigen kann, daß bei fester Frequenz ν durch Annäherung von α an 1 der Wert von C beliebig groß gemacht werden kann. Das Bewegungsgesetz würde dann von dem sinusförmigen Verlauf sich immer mehr demjenigen annähern, bei welchem auf einen schnellen Abwärtsschlag ein Verharren des Fluges in der untersten Stellung und nach einem ebenso schnellen Aufwärtsschlag ein Verharren des Flügels in der obersten Stelle erfolgt. Da aber hierbei große Schlaggeschwindigkeiten auftreten, so kann die Abweichung der Theorie von der Wirklichkeit beträchtlich werden. Außerdem ist zu beachten, daß natürlich der Erzeugung eines größeren Vortriebs auch ein entsprechend größerer Leistungsbedarf zugeordnet ist, da die Rechnung zeigt, daß die mittlere Leistung bei der Bewegung des Flügels wiederum dem soeben berechneten Integral proportional ist.

Im übrigen ist die Vortriebsformel bemerkenswert dadurch, daß der Vortrieb vom Anstellwinkel, von der Geschwindigkeit und von der Flügeltiefe unabhängig wird. Sie kann naturgemäß nur als eine Näherungsformel gelten, von der man aber annehmen darf, daß ihre Vorbedingungen, also vor allem das Zirkulationsgesetz, bei den technisch überhaupt in Frage kommenden Fällen einigermaßen erfüllt sein werden, so daß jetzt die Hauptfrage übrigbleibt, wie das Zirkulationsgesetz praktisch realisiert werden kann.

Unsere experimentellen Untersuchungen in dieser Richtung sind noch nicht abgeschlossen, ich will daher nur ganz kurz darüber berichten. Wir prüften vor allem die Vortriebsformel nach, da diese Größe praktisch die wichtigste ist. In erster Linie gingen wir davon aus, den Anstellwinkel konstant zu halten und die Flügeltiefe veränderlich zu machen. Dies geschah mittels einer beweglichen Flächenteils, das außen an einem Drehpunkt mit der festen Fläche zusammenhing und eine Vergrößerung und Verkleinerung der Gesamtfläche gestattete (vgl. Abb. 3). Diese Bewegung mußte mit der Schlagbewegung des Flügels kombiniert werden, was mit Hilfe des nachstehend abgebildeten Apparates (vgl. Abb. 4) durchgeführt wurde, der einen kleinen Elektromotor und den dazugehörigen Mechanismus zeigt. Die Kombination beider Bewegungen erfolgte derart, daß beim Aufschlag in der Mittellage die bewegliche Fläche ganz eingeschoben

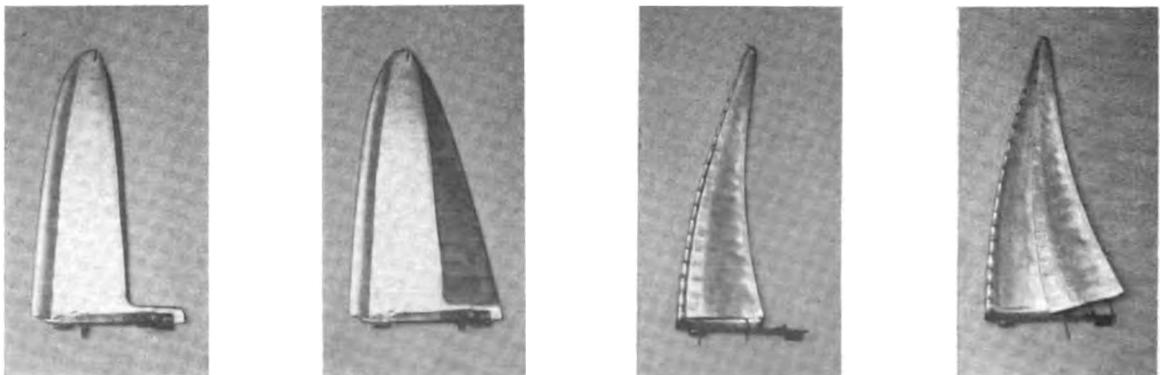


Abb. 3. Untersuchte Flügelformen veränderlicher Tiefe.

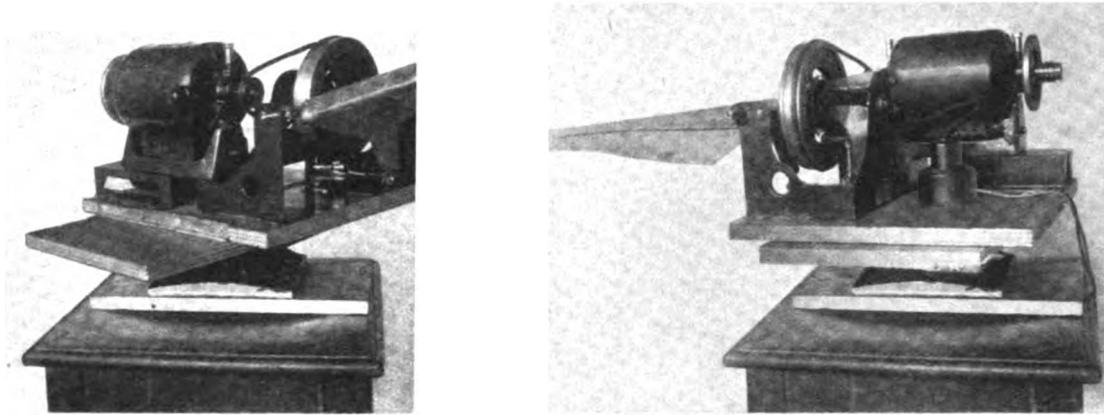


Abb. 4. Versuchsanordnung für Flügel veränderlicher Tiefe.

wurde, während sie beim Niederschlag in der Mittellage ganz ausgeschoben wurde. Übrigens konnte durch Änderung der Einstellung auch eine andere gegenseitige Phasenstellung beider Bewegungen erzielt werden, es zeigte sich aber, daß für die Erzielung eines möglichst großen Vortriebs die geschilderte Stellung mit einer kleinen Verschiebung in dem Sinne, daß das Maximum der Fläche beim Niederschlag etwas vor der Erreichung der Mittellage eintrat, am günstigsten war. Um den Vortrieb zu zeigen, wurde das Ganze auf eine Platte montiert, die um eine senkrechte Achse drehbar war; der Vortrieb äußerte sich dann in einer drehenden Bewegung des ganzen Systems.

Wir untersuchten zunächst der Reihe nach einige Flügel, die nicht nur verschiedene Umrißformen, sondern auch

verschiedene Profile aufwiesen, wie in der Abb. 5 angedeutet ist. Es zeigte sich, daß die letzte Profilform, die dem Schnitt eines Vogelflügels sehr nahekommt, die günstigsten Vortriebswerte liefert. Von Wichtigkeit ist ferner beim letzten Profil die Schränkung in Form einer Verkleinerung des Anstellwinkels von innen nach außen (vgl. das Bild des Storchflügels bei O. Lilienthal in seinem Werke über den Vogelflug als Grundlage der Fliegekunst!). Mit diesem Flügel (dessen Umriß in Abb. 6a und 6b angedeutet ist) erreichten wir etwa 75% des theoretisch geforderten Vortriebswertes.

In diesen Beispielen ist die Realisierung der Zirkulationsgleichung noch recht unvollkommen. Eine bessere Annäherung ist erst zu erreichen, wenn man auch Anstellwinkeländerungen zuläßt. Solche kommen z. B. bei Benutzung elastischer Flügel, bei denen die Vorderkante steif bleibt, während die Hinterkante elastisch schwingt, von selbst zustande, und zwar im richtigen Sinne, wie unsere bisherigen Beobachtungen zeigen. Der Vortrieb wird bei solchen Flügeln merklich gesteigert. Erstrebenswert scheint uns eine möglichst getreue technische Nachahmung des eben hervor gehobenen Falles eines zeitlich konstanten wirksamen Anstellwinkels α^* , an der wir noch arbeiten.

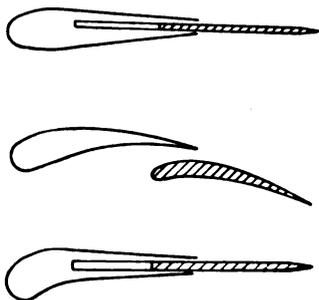


Abb. 5. Untersuchte Flügelprofile.

2. Der Bewegungsvorgang beim Schwingenflug.

Auf Grund der entwickelten Gesetze über die Luftkräfte beim Schwingenflug wollen wir nun den Bewegungsvorgang des schwingenden Systems näher untersuchen.

Wir stellen uns zu diesem Zwecke vor, daß die beiden Flügel am Rumpf elastisch drehbar gelagert seien, und zwar derart, daß jeder Drehung der Flügel aus der horizontalen Ruhelage eine der Größe der Drehung proportionale Gegenkraft entspricht. Wir bezeichnen mit x die senkrechte Entfernung des Rumpfschwerpunktes aus seiner horizontalen Bahn, mit y die senkrechte Entfernung des Schwerpunktes eines der beiden Flügel von der Horizontalen durch den Rumpfschwerpunkt. In der Annahme, daß die Bewegung beider Flügel symmetrisch erfolgt, können wir dann nach den Grundprinzipien der Mechanik die beiden Bewegungsgleichungen wie folgt anschreiben:

Es sei M die Masse des Rumpfes, m die Masse eines Flügels. Es sei ferner r die Entfernung des Flügelschwerpunktes vom Rumpfschwerpunkte, der mit dem Drehpunkte identifiziert wird, $K \cdot r$ das vom Motor auf den Flügel ausgeübte Drehmoment, endlich $-k \cdot r \cdot \psi$ die elastische Gegenkraft, die durch Drehung des Flügels um den Winkel ψ aus der Ruhelage ausgeübt wird. Dann gilt für den Punkt m :

$$m(\ddot{x} + \ddot{y}) = K + L - k r \psi - m g.$$

Hierbei bedeutet L die Auftriebsluftkraft, die an einem Flügel angreift; wir denken sie der Einfachheit halber im Flügelschwerpunkte konzentriert. Analog ergibt sich für den Punkt M :

$$M\ddot{x} = -Mg - 2K + 2kr\psi,$$

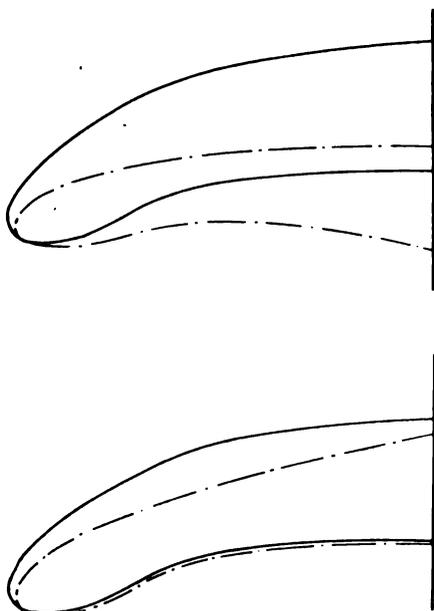


Abb. 6. Bester untersuchter Flügelumriß.

wobei zu beachten ist, daß am Rumpf die Reaktionskräfte beider Flügelseiten zusammenwirken. Nach Abschnitt 1 können wir nun setzen:

$$L = L_0 - L_1 \frac{dy}{d\tau}, \quad 2L_0 = \bar{A}, \quad 2L_1 = \frac{\rho v b^2}{3} \cdot \frac{b}{2r},$$

weil $y^* = \frac{b}{2r} y$ ist; für den Horizontalflug, der hier nur betrachtet wird, wird

$$2L_0 = \bar{A} = (M + 2m)g.$$

Setzt man dies ein, so ergibt sich folgendes Differential-

Um die Amplitude dieser Schwingung zu berechnen, setzen wir zur Abkürzung $v_0^2 = \frac{k}{m} \left(1 + \frac{2m}{\mu}\right)$ und erhalten wegen

$$K_0 = \frac{m}{1 + \frac{2m}{\mu}} \cdot h \cdot \frac{2r}{b} \cdot \sqrt{(v_0^2 - v^2)^2 + \frac{L_1^2 v^2}{m^2}}$$

$$= \frac{k}{v_0^2} \cdot h \cdot \frac{2r}{b} \cdot \sqrt{(v_0^2 - v^2)^2 + \frac{L_1^2 v^2}{m^2}}$$

$$x = \frac{2k \cdot h \cdot \frac{2r}{b}}{M v^2} \left[\frac{1}{v_0^2} \sqrt{(v_0^2 - v^2)^2 + \frac{L_1^2 v^2}{m^2}} \cdot \cos v\tau - \cos(v\tau + \delta) \right]$$

$$= \frac{2k \cdot h \cdot 2r}{M v^2 \cdot b} \left[\cos v\tau \left(\frac{\sqrt{(v_0^2 - v^2)^2 + \frac{L_1^2 v^2}{m^2}}}{v_0^2} \cdot \frac{v_0^2 - v^2}{\sqrt{(v_0^2 - v^2)^2 + \frac{L_1^2 v^2}{m^2}}} \right) - \frac{\sin v\tau \cdot \frac{L_1 v}{m}}{\sqrt{(v_0^2 - v^2)^2 + \frac{L_1^2 v^2}{m^2}}} \right]$$

$$= \frac{2k \cdot h \cdot 2r}{M v^2 \cdot v_0^2 \cdot b \cdot \sqrt{(v_0^2 - v^2)^2 + \frac{L_1^2 v^2}{m^2}}} \left[v^2 \left(\frac{L_1^2}{m^2} + v^2 - v_0^2 \right) \cos v\tau - \frac{L_1 v_0^2 v}{m} \sin v\tau \right]$$

$$= \frac{2k \cdot h \cdot 2r}{M v \cdot v_0^2 \cdot b} \cdot \sqrt{\frac{v^2 \left(\frac{L_1^2}{m^2} + v^2 - v_0^2 \right)^2 + \frac{L_1^2 v_0^4}{m^2}}{(v_0^2 - v^2)^2 + \frac{L_1^2 v^2}{m^2}}} \cdot \cos(v\tau + \epsilon) = \frac{2k \cdot h \cdot 2r}{M v \cdot v_0^2 \cdot b} \cdot \sqrt{v^2 + \frac{L_1^2}{m^2}} \cos(v\tau + \epsilon)$$

$$= \frac{2h \cdot 2r \cdot m}{(M + 2m)b} \cdot \sqrt{1 + \frac{L_1^2}{m^2 v^2}} \cdot \cos(v\tau + \epsilon).$$

gleichungssystem:

$$m(\ddot{x} + \ddot{y}) + L_1 \dot{y} + ky = \frac{Mg}{2} + K,$$

$$M\ddot{x} - 2ky = -Mg - 2K.$$

Kombination beider Gleichungen ergibt:

$$m\ddot{y} + L_1 \dot{y} + k\left(1 + \frac{2m}{M}\right)y = \frac{Mg}{2} \left(1 + \frac{2m}{M}\right) + K \left(1 + \frac{2m}{M}\right).$$

Setzt man die Kraft K in der Form $K_0 \cos v\tau$ an, so ergibt sich nach einiger Zeit, wenn die Eigenschwingung infolge der Dämpfung durch die Luftkräfte abgeklungen ist, die periodische Lösung:

$$y = \frac{Mg}{2k} + B \cos(v\tau + \delta).$$

Hierbei bedeutet:

$$B = \frac{K_0 \left(1 + \frac{2m}{M}\right)}{m \sqrt{\left[\frac{k}{m} \left(1 + \frac{2m}{M}\right) - v^2\right]^2 + \frac{L_1^2 v^2}{m^2}}}$$

$$\sin \delta = \frac{\frac{L_1 v}{m}}{\sqrt{\left[\frac{k}{m} \left(1 + \frac{2m}{M}\right) - v^2\right]^2 + \frac{L_1^2 v^2}{m^2}}}$$

$$\cos \delta = \frac{\frac{k}{m} \left(1 + \frac{2m}{M}\right) - v^2}{\sqrt{\left[\frac{k}{m} \left(1 + \frac{2m}{M}\right) - v^2\right]^2 + \frac{L_1^2 v^2}{m^2}}}$$

Damit ist die Relativbewegung der Flügel gegen den Rumpf bestimmt. Da B der Maximalausschlag aus der Ruhelage ist, kann gemäß der früheren Bezeichnung

$$B = h \cdot \frac{2r}{b}$$

gesetzt werden.

Die Bewegung des Rumpfschwerpunktes selbst erfolgt nach dem Gesetz:

$$M\ddot{x} = -Mg - 2K_0 \cos v\tau + 2k \left(\frac{Mg}{2k} + B \cos(v\tau + \delta) \right)$$

$$x = \frac{2K_0}{M v^2} \cos v\tau - \frac{2k B}{M v^2} \cdot \cos(v\tau + \delta).$$

Man erkennt hiernach, daß eine kleine Flügelmasse im Vergleich zur Gesamtmasse des Flugzeugs sowie ein möglichst kleiner Abstand des Flügeldruckpunktes vom Rumpf erstrebenswert ist. Wir berechnen schließlich noch den Wirkungsgrad des Schwingenflugzeugs. Die an den Flügeln geleistete Arbeit ist während einer Periode:

$$2 \int_0^{2\pi} K_0 \cdot \cos v\tau \cdot \frac{dy}{d\tau} d\tau = -2 \int_0^{2\pi} K_0 B v \cos v\tau \cdot \sin(v\tau + \delta) d\tau$$

$$= -2 K_0 B v \sin \delta \cdot \frac{\pi}{v},$$

also pro Sekunde:

$$\frac{K_0 B v \cdot L_1 v}{m \sqrt{(v_0^2 - v^2)^2 + \frac{L_1^2 v^2}{m^2}}} = \frac{B^2 v^2 L_1}{1 + \frac{2m}{M}}$$

$$= \frac{h^2 v^2 \cdot \left(\frac{2r}{b}\right)^2 \cdot \frac{\rho v b^2}{6} \cdot \frac{b}{2r}}{1 + \frac{2m}{M}} = \frac{\rho b^2 h^2 v^2 v}{6} \cdot \frac{2r}{b \left(1 + \frac{2m}{M}\right)}$$

Andererseits ist die Nutzarbeit pro Sekunde gleich Vortrieb mal Geschwindigkeit, d. h. gleich

$$\bar{V} v = \frac{\rho b^2 h^2 v^2 \cdot v}{8\pi}$$

Daher wird der Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{\rho b^2 h^2 v^2 v}{8\pi} : \frac{\rho b^2 h^2 v^2 v}{6} \cdot \frac{2r}{b \left(1 + \frac{2m}{M}\right)}$$

$$= \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{b}{2r} \left(1 + \frac{2m}{M}\right).$$

Man sieht aus dieser Formel, daß der Wirkungsgrad lediglich vom Verhältnis der Massen m und M sowie von der Lage des Flügeldruckpunktes im Verhältnis zur halben Spannweite abhängt. Gelingt es z. B. dies Verhältnis kleiner als $1 : \pi$ zu machen, so ist der Wirkungsgrad erheblich größer als 75%. Natürlich ist η stets < 1 , was in der Formel nicht zum Ausdruck kommt, da der Vortrieb nur durch eine Näherungsformel bestimmt ist.

3. Entwurf eines Schwingenflugzeugs.

Auf der Grundlage der vorangehenden Paragraphen ist es nun möglich, den systematischen Gang für den Entwurf eines Schwingenflugzeugs festzulegen.

Die erste Frage ist die des Motors. Ist darüber entschieden, so kann man überschlägige Angaben über die Massen m und M festsetzen sowie über Spannweite und Flächenbelastung. In dem vorliegenden Beispiel wird ein 1-Zylinder-Benzinmotor von $\frac{3}{8}$ PS zugrunde gelegt. Sein Gewicht beträgt mit Zündspule, Batterie und Benzintank nebst Betriebsstoff etwa 1680 g, so daß das Rumpfgewicht auf 2,5 kg geschätzt werden kann, die Flächen mögen etwa 0,5 kg wiegen. Hiernach ist $M = \frac{2,5}{9,81}$, $2m = \frac{0,5}{9,81}$ Gesamtgewicht G also = 3,0 kg. Bei einer Spannweite von 2,2 m wird die mittlere Fläche auf etwa 0,7 m², also die mittlere Flächenbelastung auf 4,3 kg/m² geschätzt. Diese Zahl entspricht etwa der Flächenbelastung eines Seeadlers. Auf Grund der Formel für den mittleren Auftrieb

$$A = G = c_a \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v^2 \cdot F$$

erhalten wir hiernach mit $c_a = 0,5$ eine Horizontalgeschwindigkeit $v = 11,7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$.

Bewertet man ferner den Widerstandsbeiwert mit 0,025, so ist der beim Horizontalflug zu überwindende Widerstand der Luft

$$W = 0,025 \cdot \frac{1}{16} \cdot 0,7 \cdot 137,6 = 0,160 \text{ kg.}$$

Auf Grund der Vortriebsformel von Abschnitt 1 haben wir dann:

$$\frac{\rho b^2 h^2 v^2}{8\pi} = 0,160; \quad h^2 v^2 = \frac{8\pi \cdot 0,160 \cdot 8}{2,2^2} = 6,65; \quad h v = 2,58.$$

Nimmt man 3 Schwingungen pro Sekunde an, so wird $v = 6\pi$, daher $h = 0,137$ m.

Die hierbei aufzubringende Nutzleistung ist

$$W v = 0,160 \cdot 11,7 = 1,87 \frac{\text{kgm}}{\text{s}} = 0,025 \text{ PS,}$$

was bei der vorliegenden Motorleistung auch unter Berücksichtigung aller auftretenden Verluste möglich erscheint.

Nehmen wir etwa $\frac{2r}{b} = 0,35$ an, so wird der Wirkungsgrad $\eta = 0,82 = 82\%$.

Wir finden weiter

$$B = h \cdot \frac{2r}{b} = 0,137 \cdot 0,35 = 0,048 \text{ m}$$

$$L_1 = \frac{\rho v b^2}{b} \cdot \frac{b}{2r} = \frac{1}{8} \cdot \frac{11,7 \cdot 2,2^2}{6 \cdot 0,35} = 3,38.$$

Weiterhin ist die Kraft K_0 zu berechnen, die wir im Interesse einer möglichst geringen Rumpfbeanspruchung klein machen wollen. Hierzu liegt es nahe, in dem Ausdruck

$$K_0 = h \cdot \frac{2r}{b} \cdot m \sqrt{(v_0^2 - v^2)^2 + \frac{L_1^2 v^2}{m^2}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{2m}{\mu}}$$

die Konstante k zunächst näherungsweise gemäß der Bedingung

$$\frac{k}{m} \left(1 + \frac{2m}{\mu}\right) = v_0^2 = v^2$$

zu wählen, also

$$k = \frac{m v^2}{1 + \frac{2m}{\mu}} = \frac{0,25}{9,81} \cdot \frac{36 \pi^2}{\left(1 + \frac{1}{5}\right)} = 7,5.$$

Dann wird aber die Ruhelage der Flügel gegeben durch den Wert $\frac{Mg}{2k} = 0,2$ m, der die Entfernung des Druckmittelpunktes der Flügel aus der Horizontalen in der Ruhelage angibt, also eine zu große V-Stellung der Flügel. Die Konstante k muß also größer gewählt werden; wir setzen $k = 30$ und finden damit $\frac{Mg}{2k} = 0,05$ m sowie $K_0 = 1,23$ kg. Endlich berechnen wir noch die Maximalentfernung des Rumpfschwerpunktes während der Bewegung aus seiner horizontalen Bahn. Diese wird nach § 2:

$$\frac{2mh \cdot 2r}{(M + 2m) \cdot b} \sqrt{1 + \frac{L_1^2}{m^2 v^2}} = 0,010,$$

also 1,0 cm nach oben und unten.

Wie man sieht, liefern diese Überlegungen eine brauchbare Grundlage für die Konstruktion. Die konstruktiven Schwierigkeiten bestehen natürlich in der Hauptsache in der Aufgabe, eine geeignete Bauart der Flügel zu finden, bei der sowohl das Gewicht als auch die berechneten Vortriebs Eigenschaften gewahrt sind.

4. Zusammenfassung.

Es werden auf einfacher mathematischer Grundlage Näherungsformeln für den Vortrieb und Auftrieb eines Schwingenflugzeugs aufgestellt, wobei das Schwingungsgesetz der Flügel beliebig vorgegeben sein kann; dabei wird von der Vorstellung Gebrauch gemacht, daß nicht nur der Anstellwinkel, sondern auch die Flügeltiefe periodisch veränderlich seien. Windkanalversuche an Modellen zeigen der Größenordnung nach die Richtigkeit der aufgestellten Vortriebsformel. Ferner wird auf Grund dieser Gesetze über die Luftkräfte der Bewegungsvorgang des schwingenden Systems studiert und durch Integration eines Systems von Differentialgleichungen vollständig beschrieben; für den Wirkungsgrad des Schwingenflugzeugs wird eine einfache Formel aufgestellt. Zum Schluß wird ein systematischer Weg für den Entwurf eines Schwingenflugzeugs angegeben.

Weitere Messungen der Eigenschaften und Leistungen des Flugzeuges Focke-Wulf F 19a »Ente«.

Von C. Biechteler.

Bericht 35/07 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt e. V., Berlin-Adlershof.

Die im 317. DVL-Bericht¹⁾ veröffentlichten Messungen mit dem Flugzeug Focke-Wulf F 19a »Ente« wurden fortgeführt mit dem Zweck, die Eigenschaften der »Enten«-Bauart zu ermitteln. Die vorliegende Arbeit behandelt die Messung des dynamischen Verhaltens des Flugzeuges bei großen Anstellwinkeln, die Untersuchung der Strömungsverhältnisse am Vorderflügel, den Einfluß einer Verkleidung der Seitenflossenwurzel auf die Wirkung des Seitenruders sowie den Einfluß der Seitenscheiben auf die Stabilität um die Hochachse und auf die Höchstgeschwindigkeit des Flugzeuges.

Gliederung:

- I. Einleitung.
- II. Durchführung der Aufgabe.
- III. Darstellung der Ergebnisse.
 1. Messung des dynamischen Verhaltens bei großen Anstellwinkeln.
 2. Untersuchung der Strömungsverhältnisse am Vorderflügel.
 3. Einfluß einer Verkleidung der Seitenflossenwurzel auf die Wirkung des Seitenruders.
 4. Einfluß der Seitenscheiben auf die Stabilität um die Hochachse und auf die Höchstgeschwindigkeit des Flugzeuges.
- IV. Zusammenfassung.

I. Einleitung.

Die bisher von der DVL ausgeführten eingehenden Untersuchungen an dem Flugzeug Focke-Wulf »Ente« (Abb. 1 und 2) bezogen sich vor allem auf die Bestimmung der Abflugstrecke und Steiggeschwindigkeit bei verschiedener Schwerpunktlage, der statischen Längsstabilität und Längssteuerbarkeit und auf die Messung der Höhensteuerkräfte¹⁾. Die Ergebnisse dieser Versuche ließen einen eindeutigen Vergleich mit den Ergebnissen früherer Messungen an Flugzeugen der gebräuchlichen Bauart zu. Der Zweck vorliegender Aufgabe war die Fortsetzung dieser erweiterten Prüfung.

Die Absicht des Herstellers, das Flugzeug unüberziehbar zu machen, wird dadurch erreicht, daß der Vorderflügel einen um $\sim 10^\circ$ größeren Einstellwinkel gegen die Flugzeug-Längsachse besitzt als der Hauptflügel. Bei dem Versuch, das Flugzeug aus der Geschwindigkeit des Reisefluges durch ziemlich rasches Anziehen des Höhensteuers zu überziehen, reißt nach Erreichen großer Längsneigung die Strömung am Vorderflügel ab. Das Flugzeug neigt sich daraufhin allmählich nach unten und kehrt durch Nachgeben des Höhenruders wieder in seine Normallage zurück. Nach der allgemein herrschenden Ansicht konnte diese Eigenschaft durch den dabei entstehenden Höhenverlust gefährlich

¹⁾ W. Hübner, »Einige Ergebnisse der erweiterten Prüfung der Eigenschaften des Flugzeuges Focke-Wulf F 19a »Ente«. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Bd. 24 (1933), Nr. 8, S. 223.



Abb. 1. Ansicht des Flugzeuges Focke-Wulf F 19a »Ente« im Fluge.

werden beim Überziehen des Flugzeuges kurz nach dem Start oder beim Flug in Bodennähe in unsichtigem Wetter bei plötzlichem Auftreten eines Hindernisses. Eine Untersuchung der dynamischen Stabilität und in Zusammenhang hiermit die Messung des Höhenunterschiedes beim Überziehen des Vorderflügels bis zum Wiedererreichen des Normalfluges ist ein Teilgebiet der vorliegenden Arbeit.

In dem Bericht über die früheren Untersuchungen wurde auf das auffallende Verhalten des Flugzeuges um seine Querachse bei Böen hingewiesen. Diese Erscheinung wurde

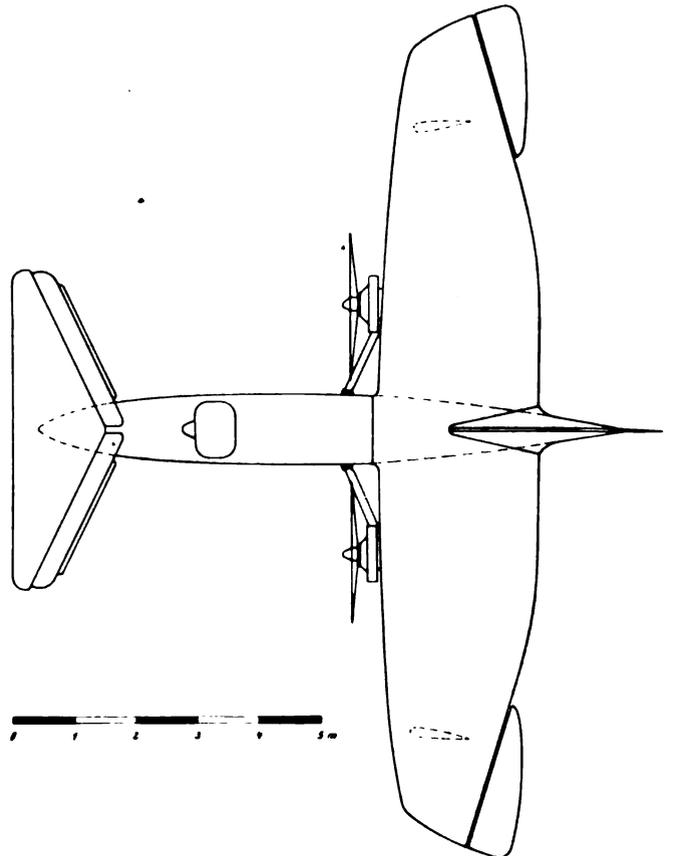
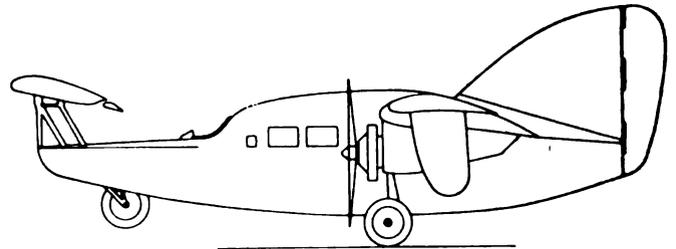


Abb. 2. Umriss-Skizze des Flugzeuges Focke-Wulf F 19a »Ente«:

Werknummer des Flugzeuges	35
Baujahr	1930
Motor-Muster	Siemens Sh 14
Werk-Nummer der Motoren	12561, 12584
Luftschauben	Schwarz 30418, 31463
	$D = 2450, H = 1450$
Gesamtfläche	$F = 35,7 \text{ m}^2$
Fläche des Vorderflügels	$F_H = 6,2 \text{ m}^2$
Spannweite des Hauptflügels	$b = 14,0 \text{ m}$
Spannweite des Vorderflügels	$b_H = 5,2 \text{ m}$
Mittlere Tiefe des Hauptflügels	$t_m = 2,5 \text{ m}$
Rüstgewicht	$G_R = 1176 \text{ kg}$
Fluggewicht bei den Messungen	$G = 1532 \text{ kg}$
Schwerpunktlage bei den Messungen	$= -26,0 \text{ vH } t_m$.

darauf zurückgeführt, daß der Vorderflügel bereits im Reiseflug große Anstellwinkel erreicht. Bei vertikal nach oben wirkenden Böen reißt die Strömung am Vorderflügel teilweise ab. Das Flugzeug neigt sich dann nach unten, bis die Strömung wieder anliegt. Um diese Erklärung zu belegen, wurden die Strömungsverhältnisse am Vorderflügel bei verschiedenen Staudrücken untersucht.

Der Übergang der Seitenflosse zur Flügeloberseite und zum Rumpf ist bei der »Ente« aerodynamisch nicht günstig ausgebildet (Abb. 6) und war vom Herstellerwerk ursprünglich auch anders geplant gewesen. Es ist anzunehmen, daß durch die scharfkantigen Übergänge eine turbulente Strömung hervorgerufen wird, in deren Bereich der untere Teil des Seitenruders liegt. Nach bisherigen Erfahrungen ist es möglich, durch Ausrundung der Flossenwurzel mittels einer Verkleidung einen glatten Strömungsverlauf zu erzielen. Durch diese Maßnahme ist eine Verbesserung der Seitenruderwirkung insbesondere bei großen Anstellwinkeln zu erwarten.

Als eine der möglichen Ursachen des Unfalles der ersten »Ente« im Jahre 1927 ist die Vermutung geringer Stabilität um die Hochachse im überzogenen Zustand aufgetreten und stellenweise auch durch Windkanalmessungen in schwachem Maße bestätigt. Um die kleinen Gebiete von Richtungsunstabilität bei sehr großen Anstellwinkeln ($\sim 45^\circ$) zu beseitigen, wurde, obwohl die Erreichung dieser Zustände höchst unwahrscheinlich war, das zweite Stück dieses Modells mit Seitenscheiben ausgerüstet, die nahe dem Flügelende auf der Flügelunterseite angeordnet sind (Abb. 3 u. 4). Die Ergebnisse von Windkanalmessungen ließen jedoch im Normalfluge und wenig überzogenen Zustände auch ohne diese Scheiben Stabilität um die Hochachse erkennen. Die Anbringung dieser Flossen ist also lediglich als zusätzliche Sicherheitsmaßnahme zu werten. Sie bedeutet jedoch im Schnellfluge durch Erhöhung des Widerstandes und des Baugewichtes eine Verschlechterung,

im Steigflug, beim Start und in Gipfelhöhe durch die Endscheibenwirkung freilich nach den Windkanalmessungen eine Verbesserung der Flugleistungen. Der letzte Teil der vorliegenden Messungen befaßt sich mit dem Einfluß dieser Seitenscheiben auf die Stabilität um die Hochachse und auf die Höchstgeschwindigkeit des Flugzeuges.

II. Durchführung der Aufgabe.

Zur Durchführung der Messungen wurde das Flugzeug Focke-Wulf »Ente« mit einer Versuchseinrichtung ausgerüstet, welche die Messung folgender Größen gestattet: Flugstaudruck, Flughöhe, Längsneigung des Flugzeuges, Schiebewinkel, Ausschlag des Höhen- und Seitenruders. Die zeitliche Übereinstimmung der Meßschiebe für Staudruck, Höhe und Längsneigung wurde durch Zeitmarkengeber erreicht, die von einer Kontaktuhr gesteuert wurden. Das Fluggewicht betrug bei allen Meßflügen 1532 kg, die Schwerpunktlage — 26,0 vH der mittleren Flügeltiefe.

1. Messung des dynamischen Verhaltens bei großen Anstellwinkeln.

Wird der Vorderflügel durch verhältnismäßig rasches Anziehen des Höhenruders überzogen und dann der Höhenruderausschlag beibehalten, so macht das Flugzeug Schwingungen um seine Querachse. Es zeigte sich, daß sich die Dämpfung dieser Schwingungen mit der Größe des Ruderausschlages ändert. Der Verlauf der Schwingungen bei verschiedenen Ruderausschlägen wurde durch Aufzeichnen von Staudruck, Flughöhe und Längsneigung festgelegt.

Bei langsamem Anziehen des Höhenruders bis zum Anschlag ($18,5^\circ$) reißt die Strömung am Vorderflügel nicht ab. Es ergeben sich mit voll angezogenem Höhenruder stationäre Flugzustände für Vollgas und Leerlauf der Motoren.

Für die Beurteilung der Gefahr beim Überziehen des Flugzeuges in Bodennähe ist der dabei auftretende Höhenunterschied maßgebend. Die Messung wurde derart durchgeführt, daß das Flugzeug aus der Geschwindigkeit des Reisefluges unter gleichzeitigem Vollgasgeben durch rasches Anziehen des Höhenruders überzogen wurde. Nach dem Kippen nach unten wurde der Ruderausschlag wieder verkleinert. Dabei wurde der zeitliche Verlauf von Flughöhe, Staudruck und Längsneigung gemessen bis zum Wiedererreichen des Normalfluges. Die Messung wurde einige Male wiederholt, um eine Mittelwertbildung der Ergebnisse zu ermöglichen.

2. Untersuchung der Strömungsverhältnisse am Vorderflügel.

Zur Untersuchung der Flügelströmung wurde auf der Oberseite des Vorderflügels und des Höhenruders eine Anzahl roter Wollfäden befestigt. Außerdem wurden noch über dem Ruder in Abständen von 4 cm und 8 cm Wollfäden an starkem Stahldraht angebracht, um den Verlauf der Strömung auch in einiger Entfernung über der Oberseite und damit die Wirkung des zwischen Flosse und Ruder befindlichen Schlitzes zu erfassen. Die Anordnung der Beobachtungsstellen ist in Abb. 5 skizziert. Die Lage der Wollfäden wurde bei verschiedenen Fluggeschwindigkeiten durch photographische Aufnahmen mit einer auf der Rumpfoberseite über der Kabine angebrachten Bildkammer festgehalten.

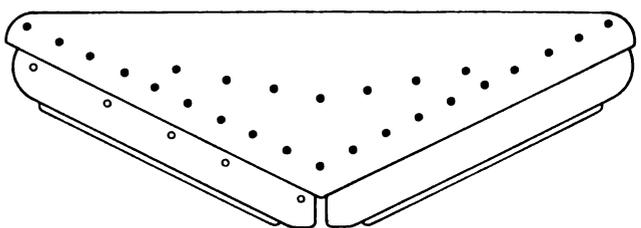


Abb. 5. Umriß-Skizze des Höhenleitwerkes mit eingezeichneter Anordnung der Wollfäden.

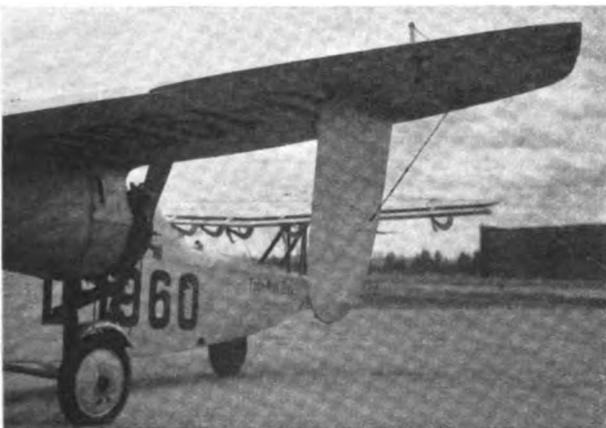


Abb. 3. Teilansicht des Flugzeuges mit Seitenscheibe.



Abb. 4. Teilansicht des Flugzeuges ohne Seitenscheibe.

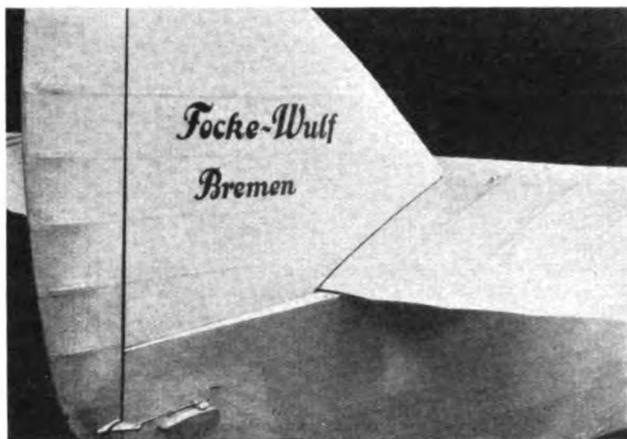


Abb. 6. Ansicht der Seitenflossenwurzel vor Anbringung des Verkleidungsbleches.

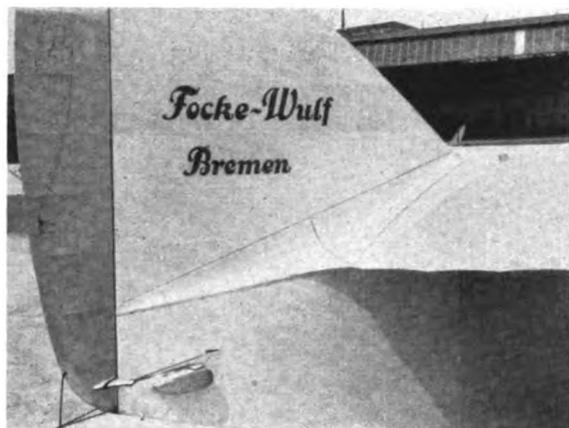


Abb. 7. Ansicht der Seitenflossenwurzel nach Anbringung des Verkleidungsbleches. Links unten im Bilde ist der Seitenruderausschlagsschreiber sichtbar.

3. Einfluß einer Verkleidung der Seitenflossenwurzel auf die Wirkung des Seitenruders.

Auf Grund früher gesammelter Erfahrungen wurde die Verkleidung zwischen Seitenflosse und Tragflügeloberseite so ausgebildet, daß der Halbmesser der Ausrundung an der Flossenvorderkante klein gehalten wurde und sich nach der Flossenhinterkante zu vergrößert (Abb. 6 u. 7). Die Verkleidung wurde aus Aluminiumblech hergestellt und mit Nietmuttern am Flugzeug befestigt.

Um den Einfluß der Flossenwurzel-Verkleidung auf die Seitenrudere Wirkung zu bestimmen, wurde mit und ohne Verkleidung der Seitenruderausschlag gemessen, der notwendig ist, um bestimmte Momente um die Hochachse auszugleichen. Diese Momente wurden dadurch hervorgerufen, daß die außerhalb der Symmetrieebene des Flugzeuges gelegenen Motoren mit verschiedenen Drehzahlen zueinander liefen.

Bei den Messungen lief der linke Motor immer mit Vollgas, der rechte Motor wurde auf die verschiedensten Drehzahlen von Vollgas bis Leerlauf gedrosselt. Für jede dieser Drosselstellungen wurde der Seitenruderausschlag gemessen, der für einen Geradeausflug notwendig ist. Geradeausflüge konnten mit ausreichender Genauigkeit dadurch erreicht werden, daß ein im Gelände auffallender Punkt mit Gegen- und Rückenwind angesteuert wurde. Alle Messungen wurden mit dem Staudruck des Reisefluges (~ 15 vH Drehzahlrosselung der Motoren) durchgeführt.

4. Einfluß der Seitenscheiben auf die Stabilität um die Hochachse und auf die Höchstgeschwindigkeit des Flugzeuges.

Die Seitenscheiben sind in 75 vH der halben Flügelspannweite aus auf der Flügelunterseite angeordnet und haben einen Flächeninhalt von je $1,08 \text{ m}^2$. Die Profilsöhne bildet zur Flugzeuglängsachse einen Winkel von 6° .

Das im letzten Absatz beschriebene Meßverfahren wurde auch angewendet, um den Einfluß der Seitenscheiben auf die Stabilität des Flugzeuges um die Hochachse zu ermitteln. Bei diesen Messungen wurde die Verkleidung der Seitenflossenwurzel am Flugzeug belassen.

Die Höchstgeschwindigkeit des Flugzeuges mit und ohne Seitenscheiben wurde durch Vierecksflüge bestimmt. Die Meßgenauigkeit konnte dadurch gesteigert werden, daß die Flüge unmittelbar nacheinander ausgeführt wurden, und zwar bei ganz ruhiger Luft in einer Flughöhe von nur 50 m.

III. Darstellung der Ergebnisse.

1. Messung des dynamischen Verhaltens bei großen Anstellwinkeln.

Die Auswertung der Längsschwingungen mit verschiedenen festgehaltenen Höhenruder-Ausschlägen ist in den Abb. 8, 9 und 10 dargestellt. Die Schwingungen wurden eingeleitet bei einem Staudruck von etwa 60 kg/m^2 ($\sim 110 \text{ km/h}$). Abb. 8 veranschaulicht Schwingungen mit einem Ruderausschlag von $\beta = 0,4^\circ$ in Richtung „Ziehen“. Staudruck, Flughöhe und Längsneigung ist in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen.

Es zeigt sich, daß die Schwingungen ungedämpft sind. Der Staudruck verläuft in den Grenzen zwischen 50 kg/m^2 und 30 kg/m^2 , entsprechend einer Geschwindigkeit von 102 km/h und 79 km/h . Der mittlere Staudruck q_m beträgt 40 kg/m^2 . Die Doppel-Amplitude des Höhenschriebes beträgt $1,3 \text{ mm Hg}$, entsprechend einer Höhenänderung von $\sim 15 \text{ m}$. Dieser Wert stellt jedoch einen Mindestwert dar, da die zu Höhenmessungen verwendeten Aneroiddosen bei raschen Höhenänderungen bekanntlich nachhinken. Die Größe der Amplituden der Längsneigung ist infolge der Beschleunigungsempfindlichkeit des Schreibgerätes unrichtig. Die tatsächlich aufgetretenen Längsneigungsänderungen waren wesentlich größer. Die Dauer einer vollen Schwingung betrug im Mittel $12,2 \text{ s}$.

In Abb. 9 wird eine Schwingung dargestellt mit einem Ruderausschlag von $\beta = +4,7^\circ$. Die Dämpfung, die in Abb. 8 Null war, hat einen positiven Wert angenommen. Der mittlere Staudruck hat sich verringert und beträgt 35 kg/m^2 , die Schwingungsdauer $12,0 \text{ s}$.

Bei weiterer Vergrößerung des Ruderausschlages nimmt die Dämpfung zu. Abb. 10 zeigt eine Schwingung mit

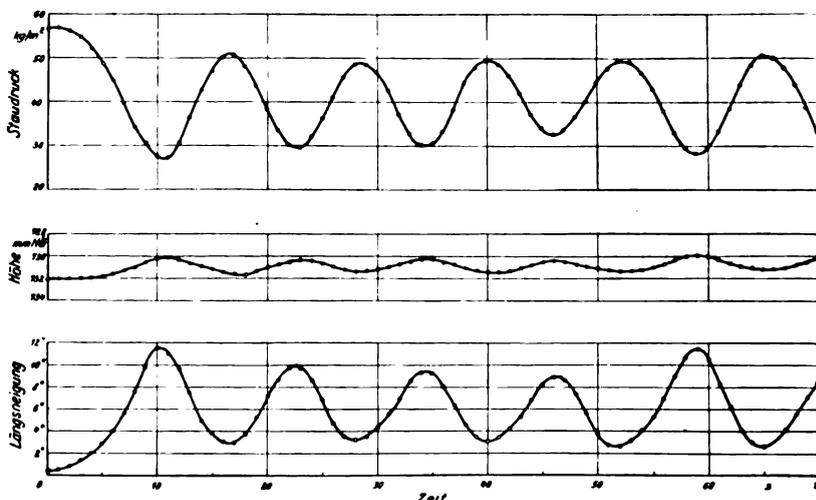


Abb. 8. Verlauf von Staudruck, Flughöhe und Längsneigung bei Längsschwingungen mit einem Ruderausschlag von $0,4^\circ$ in Richtung „Ziehen“.

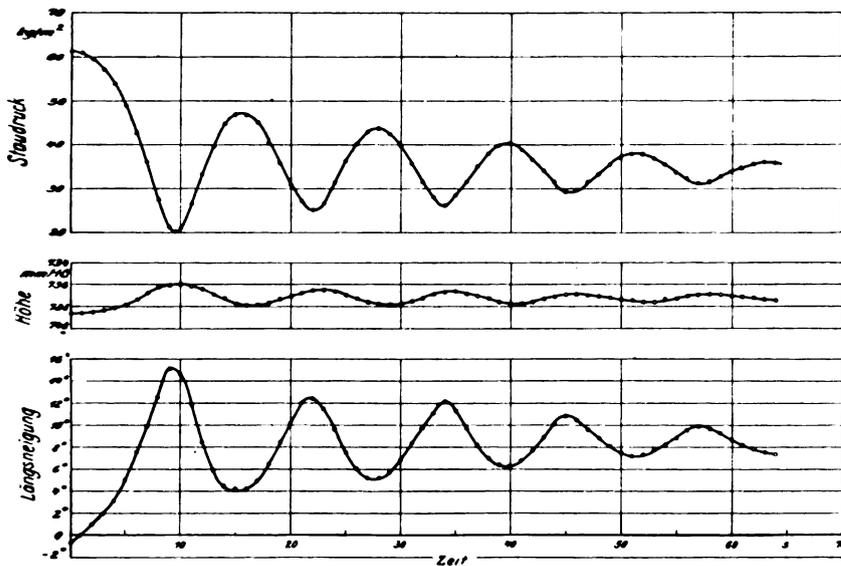


Abb. 9. Verlauf von Staudruck, Flughöhe und Längsneigung bei Längsschwingungen mit einem Ruderausschlag von $4,7^\circ$ in Richtung „Ziehen“.

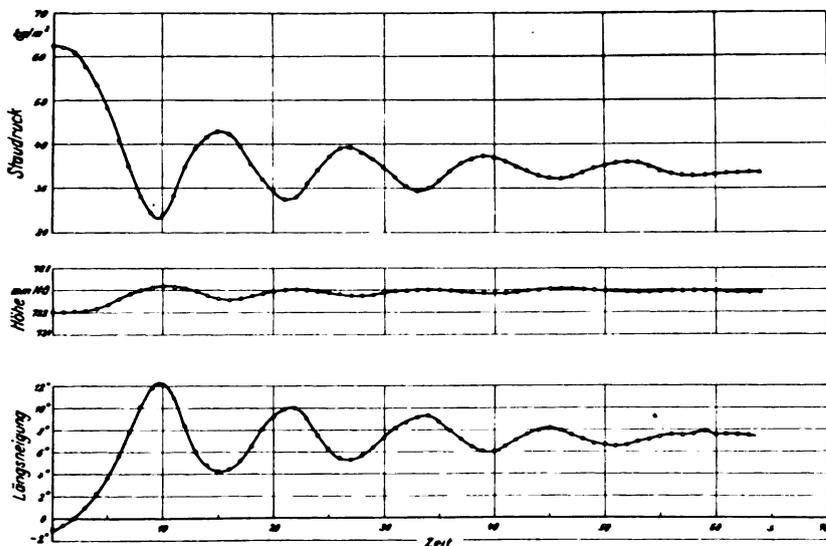


Abb. 10. Verlauf von Staudruck, Flughöhe und Längsneigung bei Längsschwingung mit einem Ruderausschlag von $9,8^\circ$ in Richtung „Ziehen“.

einem Ruderausschlag von $\beta = +9,8^\circ$. Der mittlere Staudruck beträgt $34,0 \text{ kg/m}^2$.

Die Ergebnisse der Messungen von Längsschwingungen mit verschiedenen festgehaltenen Ruderausschlägen sind in Abb. 11 zusammengestellt. Über dem mittleren Staudruck der Schwingungen ist die Schwingungsdauer aufgetragen sowie das die Dämpfung kennzeichnende logarithmische Dämpfungs-Dekrement. Die Dauer einer vollen Schwingung beträgt bei einem mittleren Staudruck von 45 kg/m^2 etwa 14 s und verringert sich bei einem Staudruck von 33 kg/m^2 auf 11 s. Diese Abnahme der Schwingungsdauer entspricht einer Vergrößerung der statischen Stabilität bei großen Anstellwinkeln. Aus dem Verlauf des Dämpfungsdekrementes ist mit Abnahme des mittleren Staudruckes auch eine Vergrößerung der dynamischen Stabilität zu erkennen. Bei einem Staudruck von etwa 40 kg/m^2 ist die Dämpfung Null. In diesem Bereich ist das Flugzeug mit festem Steuer dynamisch indifferent. Bei Verringerung des Staudruckes wird die Dämpfung positiv, das Flugzeug also dynamisch stabil. Je kleiner der mittlere Staudruck ist, um so größer wird die Dämpfung.

Wie bereits eingangs erwähnt, führt das Flugzeug bei ganz langsamem Anziehen des Höhenruders keine Längsschwingungen aus. Diesen Vorgang zeigt Abb. 12 durch den Verlauf von Staudruck, Flughöhe und Längsneigung in Ab-

hängigkeit von der Zeit. Er wurde eingeleitet aus einem Staudruck von 70 kg/m^2 . Die Motoren liefen mit der Drosselstellung des Reisefluges. Der Staudruck nimmt erst rasch, dann langsam ab. Bei voll angezogenem Höhenruder (Ausschlag $18,5^\circ$) ergibt sich ein stationärer Flugzustand mit einem Gerinstaudruck von 30 kg/m^2 ($c_a = 1,43$) und einer positiven Längsneigung des Flugzeuges von $9,5^\circ$. Bei diesem Flugzustand besitzt das Flugzeug noch ausreichende Quer- und Seitenruderwirkung und zeigt keine Neigung, über den Flügel zu gehen.

Aus diesen Ergebnissen ist zu ersehen, daß bei stationärem Überziehen des Vorderflügels die Höhenruderwirkung es offenbar nicht zuläßt, den Auftrieb des Vorderflügels so zu vermindern, daß das Flugzeug nach unten kippt. Es besteht somit keine Gefahr, wenn das Flugzeug in Bodennähe kurz nach dem Start stark gezogen wird.

Im Zusammenhang mit diesen Untersuchungen wurden Steig- bzw. Sinkgeschwindigkeitsmessungen ausgeführt mit verschiedenen Motordrehzahlen bei voll angezogenem Höhenruder, um die Möglichkeit einer Landung im überzogenen Flugzustand des Vorderflügels zu prüfen. Die Ergebnisse werden in Abb. 13 gezeigt. Bei Vollgas der Motoren (1440 U/min) ergibt sich eine Steiggeschwindigkeit von $0,98 \text{ m/s}$, bei 1350 U/min fliegt das Flugzeug horizontal und bei 1020 U/min hat es eine Sinkgeschwindigkeit von $2,3 \text{ m/s}$. Der Staudruck betrug bei allen Drosselstellungen 30 kg/m^2 . Als Ergebnis dieser Messungen kann gesagt werden, daß eine Landung im überzogenen Flugzustand des Vorderflügels durchführbar ist. Die Größe des Gleitwinkels beim Anschweben des Flugplatzes und bei Annäherung an den Boden kann durch entsprechende Betätigung der Gasdrossel der Motoren verändert werden. Trotzdem wurden derartige Landungen praktisch nicht durchgeführt, da das Risiko einer evtl. Bruch-

landung bei dem einzig vorhandenen Flugzeug nicht tragbar erschien.

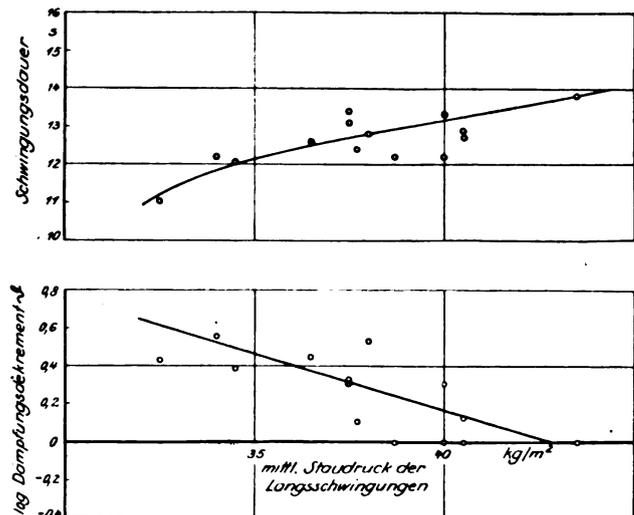


Abb. 11. Schwingungsdauer und logarithmisches Dämpfungsdekrement in Abhängigkeit vom mittleren Staudruck der Längsschwingungen.

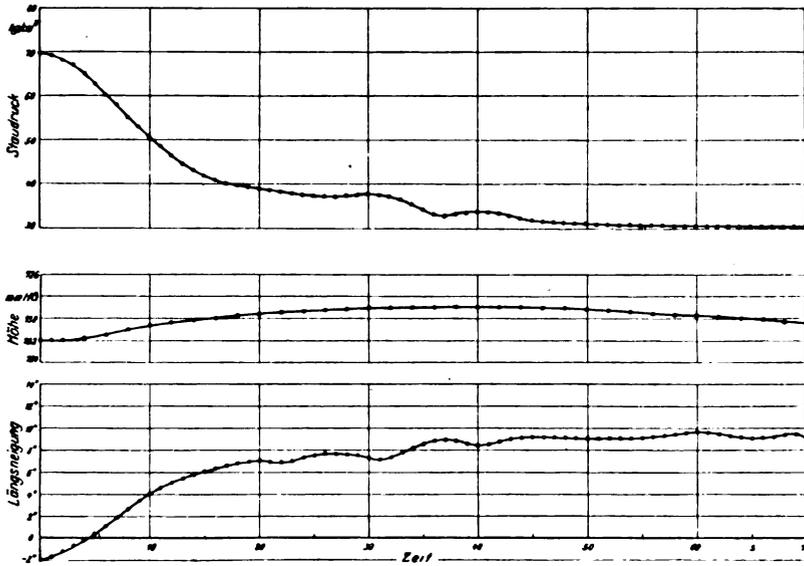


Abb. 12. Verlauf von Staudruck, Flughöhe und Längsneigung bei langsamem Anziehen des Höhenruders bis zum Anschlag.

Die Flughbewegung, die bei raschem Anziehen des Höhenruders bei der Geschwindigkeit des Reisefluges unter gleichzeitigem Vollgasgeben entsteht, wird in Abb. 14 durch den gleichzeitigen Verlauf von Staudruck, Flughöhe und Längsneigung veranschaulicht. Die Unstetigkeit in der Längsneigungskurve ist auf die Beschleunigungsempfindlichkeit des Schreibgerätes zurückzuführen. Da das Gerät bei 15° positiver Neigung seinen Anschlag hat, ist der Wendepunkt der Kurve näherungsweise gestrichelt eingezeichnet. Aus der Höhenkurve ist ersichtlich, daß das Flugzeug nach Wiedererreichen des Normalfluges an Höhe gewonnen hat. Der Mittelwert des Höhengewinns aus 5 Messungen beträgt 37,3 m. Dieses Ergebnis zeigt, daß beim Überziehen des Flugzeuges in Bodennähe etwa in unsichtigem Wetter bei plötzlichem Auftreten eines Hindernisses keine Gefahr besteht, mit dem Boden in Berührung zu kommen.

2. Untersuchung der Strömungsverhältnisse am Vorderflügel.

Die Abb. 15 und 16 geben den Strömungsverlauf auf der Oberseite des Vorderflügels und des Höhenruders bei verschiedenen Fluggeschwindigkeiten wieder. In der Symmetrieebene des Flugzeuges ist unterhalb des Höhenruders eine Skala angebracht. An der Stellung des an der rechten Ruderhälfte befestigten Zeigers kann deutlich die Vergrößerung des Ruderausschlages mit Abnahme der Fluggeschwindigkeit erkannt werden.

Der Strömungsverlauf in Abb. 15a entspricht der Höchstgeschwindigkeit des Flugzeuges. Die Wollfäden der vorderen

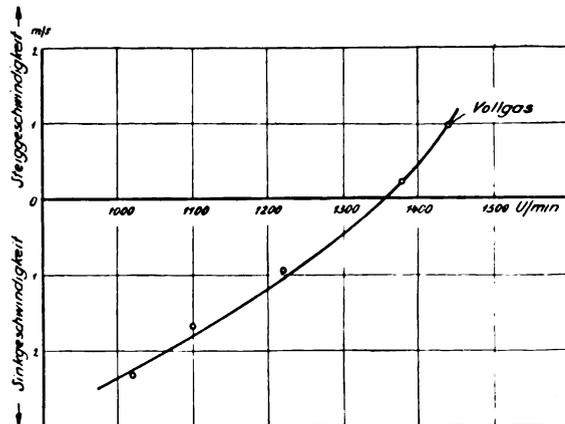


Abb. 13. Steig- bzw. Sinkgeschwindigkeit des Flugzeuges bei verschiedenen Motordrehzahlen mit voll angezogenem Höhenruder. Staudruck 30 kg m².

Reihe sind straff gespannt und zeigen nach hinten. Die Strömung liegt in diesem Bereich gut an. Aus der Lage der Wollfäden der hinteren Reihe ist zu ersehen, daß die Strömung lediglich am Flügelende anliegt und daß sich gegen Flügelmitte zu bereits Ablöse-Erscheinungen bemerkbar machen. Die auf und über der linken Ruderhälfte angebrachten Wollfäden lassen erkennen, daß durch die Einwirkung des zwischen Flosse und Ruder befindlichen Schlitzes über der ganzen Ruderspannweite ein glatter Strömungsverlauf erzielt wird. Das Strömungsbild des Vorderflügels läßt darauf schließen, daß selbst bei sehr kleinen Anstellwinkeln des Hauptflügels der Vorderflügel einen großen induzierten Widerstand verursacht, der sich auf die Flugleistungen ungünstig auswirkt, andererseits aber auch die Aussicht eröffnet, weitere »Enten«-Bauarten aerodynamisch beträchtlich zu verbessern. Die Ursache dieser Strömungsablösung dürfte in der Schränkung des Vorderflügels gegenüber dem Haupt-

flügel und in der starken Profilkrümmung im Mittelstück des Vorderflügels zu suchen sein.

Die Abb. 15b bis 16c veranschaulichen die Ausbreitung des Ablösungsgebietes vom Mittelstück aus nach den Flügelenden zu. Bei voll angezogenem Höhenruder (Abb. 16c) ergibt sich mit auf Reiseflug gedrosselten Motoren eine Geringstgeschwindigkeit von 80 km/h. Dabei zeigt der größte Teil der Wollfäden nach vorne bzw. quer zur Flugrichtung. Die Strömung liegt nur noch am Flügelende an; die drei an dieser Stelle befindlichen Fäden sind noch straff gespannt und zeigen nach hinten. Direkt auf der Oberseite des Höhenruders zeigt sich glatte Strömung, während die Lage der darüber befindlichen Wollfäden insbesondere in dem Bereich hinter dem Flügelmittelteil auf Turbulenz schließen läßt.

Durch die Untersuchung der Strömungsverhältnisse am Vorderflügel wird die Annahme erhärtet, daß durch vertikal

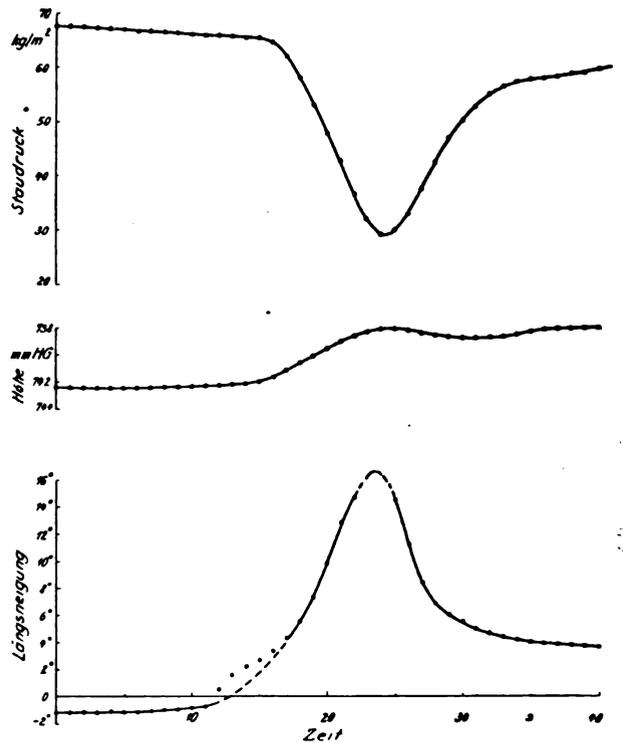


Abb. 14. Verlauf von Staudruck, Flughöhe und Längsneigung bei raschem Anziehen des Höhenruders bei der Geschwindigkeit des Reisefluges unter gleichzeitigem Vollgasgeben.



Abb. 15. Strömungsverlauf am Vorderflügel bei verschiedenen Fluggeschwindigkeiten.

a) Höchstgeschwindigkeit, b) 103 km/h, c) 91 km/h.

nach oben gerichtete Böen zusätzliche Abreißerscheinungen auftreten, die eine Erklärung geben für das eigenartige Verhalten des Flugzeuges in böigem Wetter und gleichzeitig einen Hinweis für die Vermeidung dieser Erscheinung bei zukünftigen »Enten«-Bauarten.

3. Einfluß einer Verkleidung der Seitenflossenwurzel auf die Wirkung des Seitenruders.

Als Ergebnis der Messungen zeigt Abb. 17a und b den Schiebewinkel des Flugzeuges in Abhängigkeit vom Seitenruderausschlag ohne und mit Verkleidung der Flossenwurzel bei verschiedener Drosselstellung des rechten Motors. Es zeigt sich, daß die gemessenen Schiebewinkel sehr klein sind, offenbar als Folge der großen am Flugzeug vorhandenen Seitenflächen (Seitenleitwerk und stark gekielter Rumpf). Bei Seitenruderausschlägen von 15° nimmt der Schiebewinkel eine Größe von nur $1,5^\circ$ bis $1,8^\circ$ an. Das Schaubild läßt eine lineare Abhängigkeit der beiden Größen erkennen. Allerdings ist die Streuung der Punkte so groß, daß eine Vergrößerung des Schiebewinkels bei gleichem Seitenruderausschlag (entsprechend einer Verbesserung der Ruderwirkung) nach Anbringung der Verkleidung nicht deutlich zum Ausdruck kommt.

Auch ein Vergleich der Abb. 17b und 17c läßt infolge der Streuung der Meßpunkte keine offensichtliche Vergrößerung des Schiebewinkels durch Wegnahme der Seitenscheiben entsprechend einer Verringerung der Richtungsstabilität erkennen.

In Abb. 18 ist daher eine andere Darstellung der Ergebnisse gewählt. Als Abszisse ist der Seitenruderausschlag, als Ordinate die Differenz der Fortschrittsgrade der beiden Luftschrauben ($\lambda_{\text{rechts}} - \lambda_{\text{links}}$) aufgetragen. Diese Differenz ist der Größe des Momentes um die Hochachse verhältlich, wenn der Luftschraubenschub geradlinig vom Fortschrittsgrad abhängt. Die Abbildung zeigt, daß die Verkleidung eine wesentliche Verbesserung der Ruderwirkung zur Folge hatte. Mit dem gleichen Seitenruderausschlag konnte ein größeres Moment ausgeglichen werden. Bei kleinen Ruderausschlägen bis zu 8° beträgt die Verbesserung zwischen 7 vH und 8 vH, bei Ausschlägen von 8° bis 15° wächst sie geradlinig an bis auf über 35 vH. Dieses Ergebnis veranschaulicht Abb. 19. Es kommt darin klar zum Ausdruck, daß es zur Erlangung guter Ruderwirkung von großer Wichtigkeit ist, daß sich das Ruder in möglichst ungestörter Strömung befindet.

4. Einfluß der Seitenscheiben auf die Stabilität um die Hochachse und auf die Höchstgeschwindigkeit des Flugzeuges.

Die Auswertung der Meßflüge, die ausgeführt wurden, um den Einfluß der Seitenscheiben auf die Stabilität um die Hochachse zu bestimmen, wird in Abb. 20 veranschaulicht. Als Darstellung ist wieder die Abhängigkeit des Seitenruderausschlages von der Differenz der Fortschrittsgrade der beiden Luftschrauben gewählt. Die Abbildung zeigt, daß die Kurven bei Ruderausschlägen von 0° bis 8° annähernd den gleichen Verlauf haben und erst bei Aus-

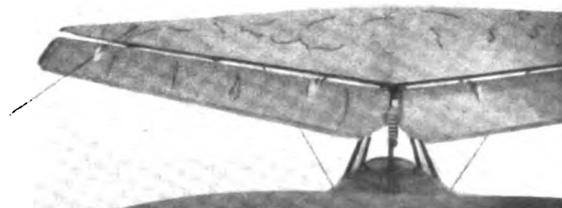


Abb. 16. Strömungsverlauf am Vorderflügel bei verschiedenen Fluggeschwindigkeiten.

a) 87 km/h, b) 85 km/h, c) 81 km/h voll angezogenes Höhenruder.

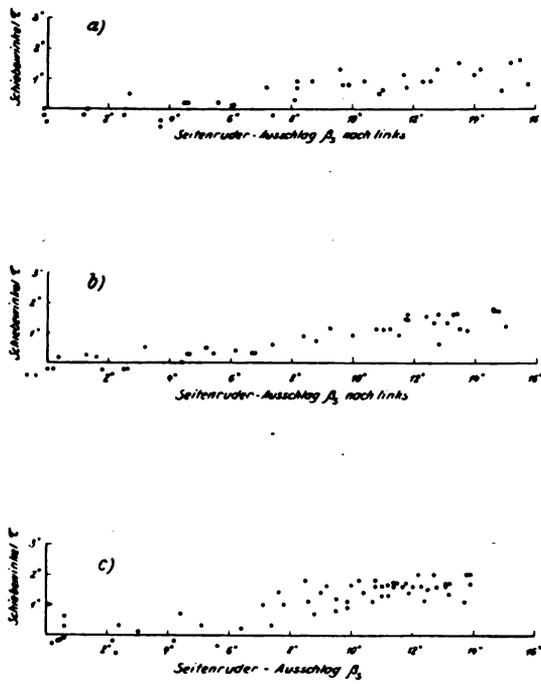


Abb. 17. Schiebewinkel des Flugzeuges in Abhängigkeit vom Seitenruderausschlag.

- a) Flugzeug mit Seitenscheiben ohne Flossenwurzel-Verkleidung.
- b) Flugzeug mit Seitenscheiben mit Flossenwurzel-Verkleidung.
- c) Flugzeug ohne Seitenscheiben mit Flossenwurzel-Verkleidung.

schlägen zwischen 8° und 15° Abweichungen auftreten. Es ergibt sich, daß im Bereich großer Seitenmomente nach Entfernung der Seitenscheiben ein kleinerer Seitenruderausschlag genügt, um ein bestimmtes Moment auszugleichen. Je größer diese Momente werden, um so größer wird der Unterschied der Ruderausschläge mit und ohne Seitenscheiben. Aus dem Verlauf der Kurven ist zu ersehen, daß der Einfluß der Seitenscheiben auf die Stabilität des Flugzeuges um die Hochachse verhältnismäßig gering ist. Bei kleineren Störungen hat sich die Richtungsstabilität nach Wegnahme der Seitenscheiben nicht geändert, während sie bei großen Störungen geringer geworden ist. Diese Ergebnisse können jedoch nicht übertragen werden auf den stark überzogenen Zustand, für den die Seitenscheiben ja bestimmt sind.

Die Abb. 18 und 20 zeigen auch, daß bei der Differenz Null der Fortschrittsgrade, also bei gleicher Drehzahl der Motoren, der Seitenruderausschlag ebenfalls den Wert Null hat. Es herrscht also völlige Symmetrie um die Hochachse. Dies ist vor allem darauf zurückzuführen, daß sich die Luftschrauben der beiden Motoren in entgegengesetztem Sinne zueinander drehen.

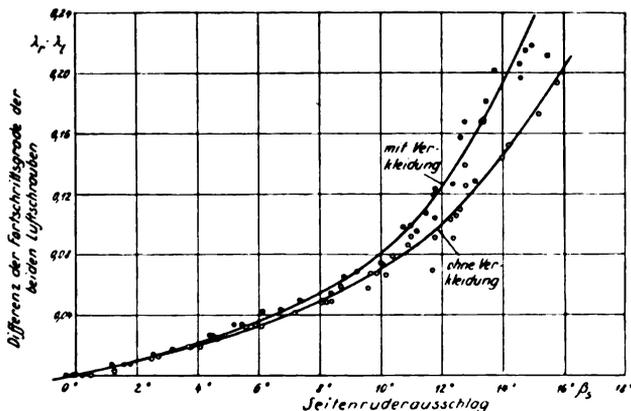


Abb. 18. Differenz der Fortschrittsgrade der beiden Luftschrauben in Abhängigkeit vom Seitenruderausschlag ohne und mit Verkleidung der Seitenflossenwurzel.

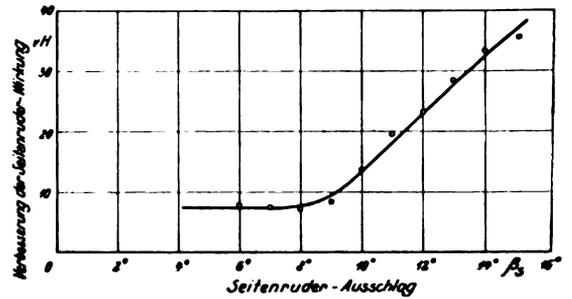


Abb. 19. Verbesserung der Seitenruderwirkung bei verschiedenen großen Ruderausschlägen durch Anbringung einer Flossenwurzel-Verkleidung.

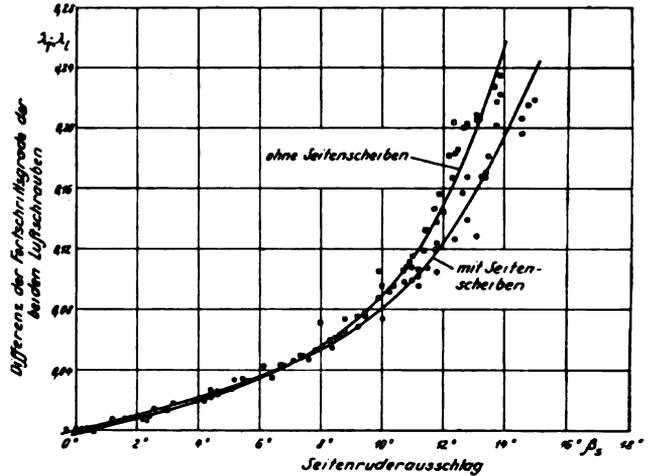


Abb. 20. Differenz der Fortschrittsgrade der beiden Luftschrauben in Abhängigkeit vom Seitenruderausschlag ohne und mit Seitenscheiben.

Die Auswertung der Geschwindigkeitsflüge ergab, daß die Verkleidung der Seitenflossenwurzel keinen meßbaren Einfluß auf die Geschwindigkeit des Flugzeuges hatte, während mit und ohne Seitenscheiben ein Unterschied von $3,0 \text{ km/h}$ (2 vH der Höchstgeschwindigkeit) gemessen wurde.

IV. Zusammenfassung.

Die Messung des dynamischen Verhaltens bei großen Anstellwinkeln hat ergeben, daß das Flugzeug bei raschem Anziehen des Höhenruders Längsschwingungen ausführt, die bei einem mittleren Staudruck von etwa 40 kg/m^2 ungedämpft sind mit gleichbleibender Amplitude. Bei Verringerung des mittleren Staudrucks wird die Dämpfung positiv und nimmt zu. Die Schwingungsdauer wird geringer. Die Höhenänderung bei der ungedämpften Schwingung beträgt etwa 15 m .

Bei langsamem Anziehen des Höhenruders führt das Flugzeug keine Längsschwingungen aus. Mit voll angezogenem Höhenruder ergibt sich ein stationärer Flugzustand mit einem geringststaudruck von 30 kg/m^2 ($c_a = 1,43$), wobei noch ausreichende Quer- und Seitenruderwirkung und keine Neigung, über den Flügel zu gehen, vorhanden ist. Dieses Ergebnis zeigt, daß keine Gefahr besteht, wenn das Flugzeug in Bodennähe kurz nach dem Start stark gezogen wird.

Wird das Flugzeug bei der Geschwindigkeit des Reisefluges unter gleichzeitigem Vollgasgeben überzogen und nach dem Kippen nach unten der Höhenruderausschlag wieder verkleinert, so ergibt sich bis zum Wiedererreichen des Normalfluges ein Höhengewinn von 37 m . Beim Überziehen des Flugzeuges in Bodennähe etwa in unsichrigem Wetter bei plötzlichem Auftreten eines Hindernisses besteht also keine Gefahr, mit dem Boden in Berührung zu kommen.

Der Strömungsverlauf am Vorderflügel zeigt selbst bei Höchstgeschwindigkeit des Flugzeuges Ablösungserscheinungen am hinteren Teil des Flügelmittelstücks. Dieses Ablösungsgebiet dehnt sich mit Verringerung des Staudruckes aus. Bei Geringstgeschwindigkeit liegt die Strömung nur noch an den Flügelenden an. Der Strömungsverlauf am Vorderflügel erhärtet die Annahme, daß durch vertikal nach oben wirkende Böen zusätzliche Abreißerscheinungen auftreten, die eine Erklärung geben für das eigenartige Verhalten des Flugzeuges in böigem Wetter sowie einen Hinweis für die Vermeidung dieser Erscheinung und Verbesserung der Leistungen bei weiteren »Enten«-Bauarten.

Durch eine Verkleidung der Seitenflossenwurzel konnte eine wesentliche Verbesserung der Seitenruderwirkung erzielt werden.

Der Einfluß der Seitenscheiben auf die Stabilität des Flugzeuges um die Hochachse ist, wenigstens im Normalfluge, gering. Bei kleinen Störungen hat sich die Richtungsstabilität nach Wegnahme der Seitenscheiben nicht geändert, während sie bei großen Störungen etwas kleiner geworden ist.

Die Messung der Höchstgeschwindigkeit des Flugzeuges ergab mit und ohne Seitenscheiben einen Unterschied von 3,0 km/h.

Flugmessungen im Höchstauftriebsbereich mit dem Flugzeug Focke-Wulf A 32 „Bussard“.

Von W. Pleines.

Tell I: Polarenmessungen.

Bericht 35/08 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt e. V., Berlin-Adlershof.

Das Flugzeug Focke-Wulf A 32 „Bussard“ hatte sich in der Flugerprobung als praktisch trudelsicher erwiesen. Um die Gründe hierfür festzustellen, sollte zunächst durch Messungen mit der DVL-Schubmeßnabe im Vollgas- und Leerlauf, Auftrieb, Widerstand und Höhenruder-Wirksamkeit besonders im Höchstauftriebsbereich festgestellt werden. Über diese Versuche und über das Ergebnis der Messungen wird ausführlich berichtet.

Gliederung:

- I. Aufgabe der Versuche.
- II. Meßverfahren, Meßgeräte und Gang der Untersuchung.
- III. Meßergebnisse.
- IV. Bemerkungen zu den Ergebnissen.
 1. Vergleich mit Ergebnissen aus Windkanalmessungen und Rechnung.
 2. Einfluß des Schraubenstrahls auf Auftrieb und Widerstand.
 3. Zur Frage der Meßgenauigkeit.
- V. Zusammenfassung.

I. Aufgabe der Versuche.

Die erweiterte Prüfung der Eigenschaften¹⁾ des Flugzeuges Focke-Wulf-A 32 „Bussard“ hat seinerzeit ergeben, daß es praktisch unmöglich ist, das Flugzeug innerhalb des gesamten, durch die Zulassungsbedingungen für Verkehrsflugzeuge bestimmten Schwerpunktlagenbereichs zum Trudeln zu bringen. Nach den bisherigen Erfahrungen und auf Grund gefühlmäßiger Feststellungen sind Längssteuerbarkeit und Höhenruderwirkung als für den Verwendungszweck des Flugzeuges ausreichend beurteilt worden.

Vor Beginn einer weiteren Untersuchung über das Verhalten des Flugzeuges im Höchstauftriebsbereich sollte daher vorerst durch Versuche zahlenmäßig nachgewiesen werden:

- a) Größe und Verlauf von c_u , abhängig von c_e bzw. α ,
- b) die Höhenruderwirksamkeit,

und zwar besonders im Bereich großer Anstellwinkel. Mit Rücksicht auf den für die Ruderwirksamkeit und auf die aerodynamische Güte maßgebenden Einfluß des Schraubenstrahls sollten die Messungen im Vollgas- und im Leerlauf ausgeführt werden. Aus dem Verlauf der Polaren sowie aus dem für die Höhenruderwirksamkeit kennzeichnenden Verlauf des Höhenruderausschlags β_H , abhängig von c_u bei verschiedenen Motorbetriebszuständen, läßt sich dann ausreichend genau nachweisen, ob die Längssteuerbarkeit auch im Anstellwinkelbereich des Höchstauftriebs bzw. des überzogenen Fluges ausreichend ist.

Aufgabe der Versuche war daher, für Vollgas- und Leerlauf Auftrieb, Widerstand, Höhenruderausschlag, Längsneigung, Gleitwinkel und Anstellwinkel bei verschiedenen Gleichgewichtstaudrücken im Bereich der erreichbaren größten Anstellwinkel zu messen.

II. Meßverfahren, Meßgeräte und Gang der Untersuchung.

Die Durchführung der Versuche ist gegenüber den bisher angewendeten Meßverfahren durch die Verwendung der DVL-Schubmeßnabe wesentlich erleichtert und gleichzeitig erweitert. Die Einrichtung und das Verfahren zur Messung des Schraubenschubs mittels Schubmeßnabe sind

¹⁾ Vgl. H. D. Knoetzsch, „Erweiterte Prüfung der Eigenschaften des Musters Focke-Wulf A 32 „Bussard“, Untersuchung der Trudleigenschaften“. 283. DVL-Bericht, DVL-Jahrbuch 1932, VIII, 35 ff.

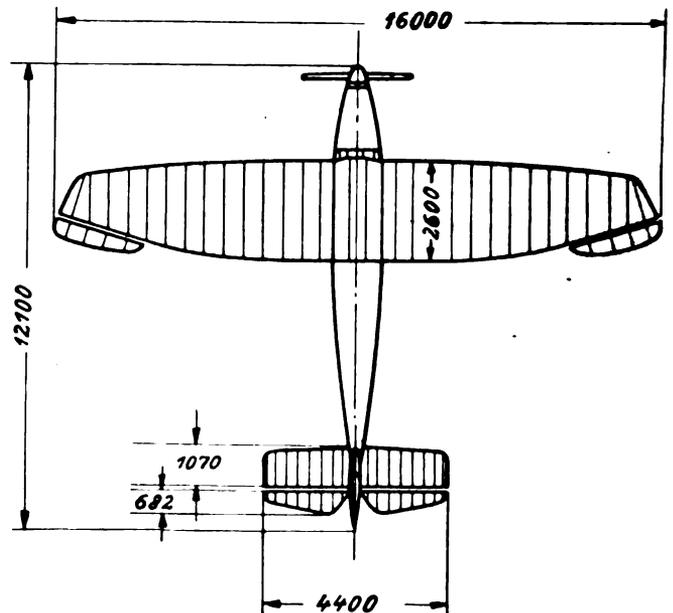


Abb. 1. Ansicht und Übersichtszeichnung des Flugzeuges Focke-Wulf A 32 „Bussard“.

bereits früher eingehend beschrieben worden²⁾. Das für die Versuche verwendete Flugzeug ist in Abb. 1 bis 3 dargestellt.

Zur Messung weiterer Bezugsgrößen wurden, wie bisher, verwendet: Prandtl-Staurohr mit U-Rohr-Manometer, Askania-Staudruckschreiber mit Askania-Mehrfachdüse, DVL-Längsneigungsschreiber, DVL-Ruderausschlag- und -Drehzahlsschreiber.

Die Staudüsen wurden sehr weit vor dem Flügel angeordnet (vgl. Abb. 3), um sie dem Bereich der durch das Flugzeug beeinflussten Strömung nach Möglichkeit zu entziehen. Um den Einfluß größerer Schräganblasung auf die Anzeige, wie sie im größeren Anstellwinkelbereich z. B. in der Nähe des Höchstauftriebs zu erwarten ist, möglichst klein zu halten, sind Staudüsen und Staurohr gegen den Luftstrom rd. 13° nach abwärts vorgeneigt angeordnet (vgl. Abb. 2b). Das Askania-Schreibgerät, das keinen statischen Druckanschluß besitzt, wurde lediglich dazu benutzt, aus dem Verlauf der Schriebe die Einhaltung eines

²⁾ Siehe H. Ebert, „Flugversuche zur Messung der Flugzeugpolare und der Beeinflussung der c_e - und c_w -Werte durch den Schraubenstrahl“. 293. DVL-Bericht, DVL-Jahrbuch 1932, I, 1 ff.



Abb. 2. Flugzeug Focke-Wulf A 32 »Bussard« mit DVL-Schubmeßnabe.



Abb. 3. Anordnung von Prandtl-Staurohr, Anstellwinkeldüse und Askania-Staudüse am Flügel.

bestimmten Gleichgewichtsstadruckes während der Messungen nachzuprüfen.

Sämtliche Meßflüge wurden mit gleicher Schwerpunktlage durchgeführt; bei der Ermittlung des Fluggewichtes (1980,0 kg bis 2050,0 kg) wurde der jeweilige Brennstoffverbrauch während eines Fluges berücksichtigt. Ursprünglich war die Durchführung der Versuche mit möglichst großer Schwerpunktrücklage beabsichtigt. Bei den ersten Versuchsflügen wurde jedoch festgestellt, daß für diese Schwerpunktlage die statische Längsstabilität im Vollgasflug nur klein und die Einhaltung bestimmter Gleichgewichtslagen erheblich erschwert ist. Deshalb wurde für die Messungen im Vollgasflug der Schwerpunkt weiter vorverlegt²⁾. Der Bereich der Schwerpunktlagen bei der Messung (für Vollgasflug: 0,26 t_m und für Leerlauf: 0,315 t_m) ist gegenüber dem für den Verwendungszweck des Flugzeugs gemäß Zulassung festgelegten Bereich (0,28 t_m bis 0,38 t_m) etwas verschoben worden. Bei der Untersuchung der Trudeligenschaften des Flugzeugs³⁾ war der Bereich der Schwerpunktlagen 0,30 t_m bis 0,388 t_m . Die Trudelsicherheit wurde noch für wesentlich weiter rückliegende Schwerpunktlagen nachgewiesen, als sie der vorliegenden Untersuchung zu-

²⁾ Für die Messungen im Vollgasflug liegt Schwerpunkt, bezogen auf die Flügeltiefe t_c an der Wurzel, 0,673 m hinter der Flügelvorderkante und senkrecht zur Bezugsflügelsehne, d. h. in rd. 0,26 t_c , wenn Flügelsehne parallel zum Erdboden; für die Messungen im Leerlauf und im Waagerechtflyug liegt Schwerpunkt für gleiche Bezugspunkte 0,820 m hinter Flügelvorderkante, d. h. in rd. 0,315 t_c .

grundegelegt wurden. Die Höhenflosse war stets auf größten negativen Ausschlag eingestellt.

Die Messungen umfaßten folgende Versuchsreihen:

1. im Gleitflug mit auf Leerlauf gedrosseltem Motor,
2. im Motorflug,
 - a) mit Vollgasdrosselstellung,
 - b) im Waagerechtflyug (Zustand Schub = Widerstand).

Zu 1. ist ergänzend zu sagen:

Die Gleitflugmessungen wurden mit Rücksicht auf die dadurch ermöglichte wesentliche Vereinfachung der Versuchsdurchführung nicht für den Zustand Meßnabenschub = 0, sondern für stets gleiche Leerlauf-Gasdrosselstellung des Motors ausgeführt. Der dabei vorhandene endliche Wert des Meßnabenschubs wurde gemessen und Auftriebs- und Widerstandskräfte entsprechend berichtigt. Die auf diese Weise ermittelten c_a - und c_w -Werte sind jedoch mit den Ergebnissen von Modellmessungen ohne Schraube zahlenmäßig deswegen nicht vergleichbar, weil im Gegensatz zu dem Zustand Schub = 0 noch ein, wenn auch verhältnismäßig kleiner, Einfluß des Schraubenstrahls — entsprechend der Größe der Absolutwerte für den jeweils auftretenden Meßnabenschub — vorhanden ist. Im übrigen entspricht der Zustand Meßnabenschub = 0 auch nicht dem Idealfall: motorloser Flug.

Die Meßergebnisse zu 2 b sind als weiteres Ergebnis der zum Zweck der Staudruckeichung durchgeführten Geschwindigkeits-Eichflüge in bestimmter Höhe (100 m bis 200 m) zu betrachten.

Auftrieb und Widerstand wurden aus den Gleichgewichtsbedingungen in und senkrecht zur Flugrichtung ermittelt. Die Widerstandskraft ist im vorliegenden Fall gleich der Summe der in Bahnrichtung fallenden Meßnabenschub-Komponente plus Schwerkraft-Komponente. Als Meßnabenschub ist ein infolge Beeinflussung durch das Flugzeug geänderter (bei Zugschraubenanordnung, wie im vorliegenden Fall, meist ein zu großer) Schub definiert⁴⁾.

III. Meßergebnisse.

1. Leerlauf-Gleitflug.

Abb. 4 zeigt die Leerlauf-Polare c_a , abhängig von c_w , wobei für c_a und c_w unter Vernachlässigung des Schub-

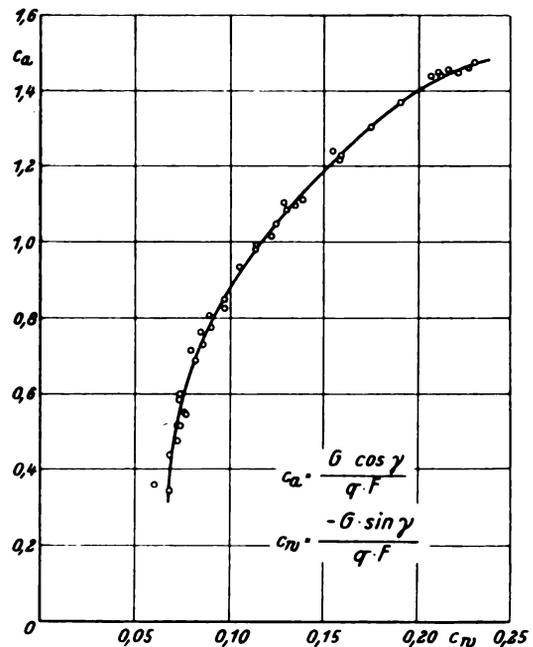


Abb. 4. Leerlauf-Gleitflug-Polare (vereinfacht).

⁴⁾ In dem gemessenen Widerstand für das Flugzeug ist außerdem auch der Widerstand der verschiedenen, außen angeordneten Meßgeräte einschließlich Aufhängevorrichtungen (z. B. Ruderausschlagsschreiber) enthalten.

einflusses die vereinfachten Gleichgewichtsbedingungen gelten:

$$c_a = \frac{G \cdot \cos \gamma}{q \cdot F} \quad \text{und} \quad c_w = \frac{-G \cdot \sin \gamma}{q \cdot F}$$

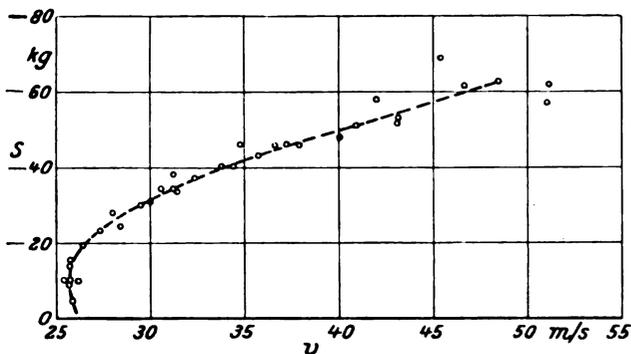


Abb. 5. Schraubenschub S (negativ), abhängig von der Fluggeschwindigkeit im Leerlauf-Gleitflug.

Abb. 5 zeigt den Verlauf des bei Leerlauf des Motors vorhandenen Schubs, abhängig von der Fluggeschwindigkeit. Innerhalb des gesamten Meßbereichs hat der Schub negative Vorzeichen, ein Kennzeichen dafür, daß die Luftschraube innerhalb dieses Betriebszustandes als Windmühle arbeitet.

Abb. 6 stellt die wirkliche Leerlauf-Polare unter Berücksichtigung des Meßnabenschubs S dar; für c_a und c_w gelten die Gleichgewichtsbedingungen:

$$c_a = \frac{G \cdot \cos \gamma - S \cdot \sin(\alpha - \kappa)}{q \cdot F}$$

und

$$c_w = \frac{-G \cdot \sin \gamma + S \cdot \cos(\alpha - \kappa)}{q \cdot F}$$

Diese Polare für Leerlauf-Gleitflug ist jedoch nicht gleichzusetzen der idealen Gleitflug-Polare für Schub = 0 (vgl. Bemerkung zu 1 auf S. 143, motorloser Flug!).

In Abb. 6 ist außerdem die vereinfachte Leerlauf-Polare (Abb. 4) in ihrem mittleren Verlauf vergleichend eingetragen. Wird der Schraubenschub (negativ) nicht berücksichtigt, so ergeben sich zu große c_w -Werte für das Flugzeug. Für Vergleichszwecke ist diese Vernachlässigung zulässig. Allerdings muß mit größeren Streuungen der Meßpunkte im Bereich kleiner c_a -Werte und entsprechend großer Fort-

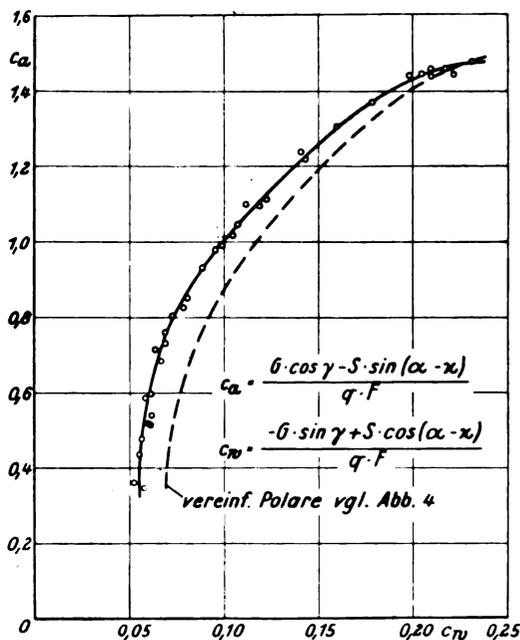


Abb. 6. Leerlauf-Gleitflug-Polare (berichtigt).

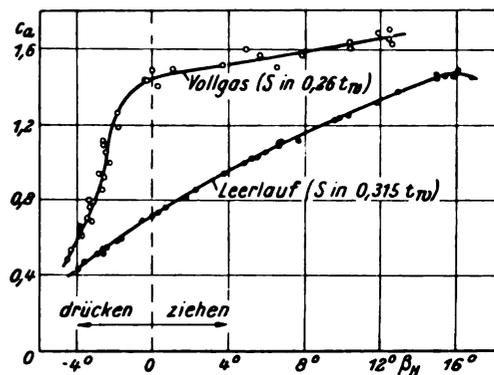


Abb. 7. Auftriebszahl c_a , abhängig vom Höhenruderausschlag β_H im Vollgas- und Leerlauf-Flug bei verschiedener Schwerpunktlage.

schrittsgrade gerechnet werden, da der anteilige Schubwert nicht unerhebliche Werte (negativ) annimmt (vgl. Abb. 5). Auf diese Tatsache wird in einem gesonderten Bericht noch näher eingegangen werden.

Der Verlauf der Leerlauf-Polare (Abb. 6) läßt bereits deutlich erkennen, daß bei dieser Schwerpunktlage ($0,315 t_w$) der Höchstauftrieb nicht ganz erreicht wird. Die erreichten größten c_a -Werte betragen rd. 1,47; der Verlauf der Polare in ihrem oberen Bereich läßt ein $c_{a \max}$ von 1,5 erwarten.

Rein gefühlsmäßig ist festzustellen, daß die Höhenruderwirkung im Bereich der größten c_a -Werte stark vermindert ist⁵⁾. Der volle Höhenruder-Ausschlag in Richtung »Ziehen« ist nahezu erreicht. Weiteres Anziehen der Steuersäule in Richtung »Ziehen« ist unmöglich, da bei festgehaltenem Höhensteuer in diesem Anstellwinkelbereich praktisch ungedämpfte Längsschwingungen mit gleichbleibender Schwingungszeit von 14,5 s bis 15,5 s und mit Änderungen des Gleichgewichtsstaudrucks von 5 kg/m^2 bis 8 kg/m^2 und der Längsneigung von 3° bis 4° auftreten. Sie verhindern die Durchführung von Messungen ohne wesentliche Staudruckänderungen.

Auch der Verlauf von c_a , abhängig vom Höhenruderausschlag β_H (vgl. Abb. 7) für gleiche Schwerpunktlage, zeigt oberhalb $c_a = 1,40$ sehr plötzlichen Abfall des Anstiegs der Kurve als Kennzeichen für die in diesem Bereich plötzlich anwachsende Verminderung der Höhenruderwirkung. Als praktischer Beweis für die verminderte Höhenruderwirkung bei großen Anstellwinkeln kann ferner angeführt werden, daß Dreipunkt-Landungen für diese Schwerpunktlage (S in $0,315 \cdot t_w$) im Leerlauf nicht ausführbar sind.

Der Verlauf der Sinkgeschwindigkeit w_s , abhängig von der Fluggeschwindigkeit v (Abb. 8), weist gleichfalls darauf

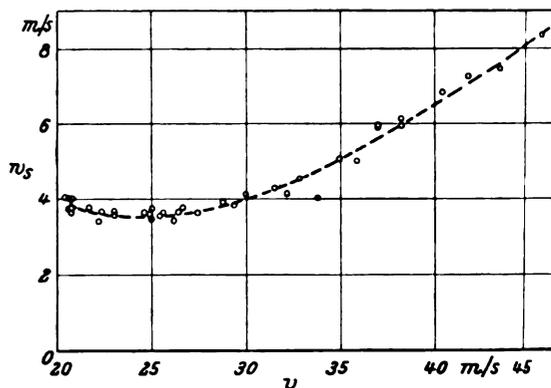


Abb. 8. Sinkgeschwindigkeit w_s , abhängig von der Fluggeschwindigkeit v im Leerlauf-Gleitflug.

⁵⁾ Die Tatsache, daß unzureichende Höhenruderwirkung es unmöglich macht, den Höchstauftrieb zu erreichen, ist auch bei Messungen an anderen Flugzeugmustern festgestellt worden (vgl. W. Pleines: Flugmessungen über den Einfluß von Handley Page-Schlitzquerrudern auf die Leistungen und Eigenschaften eines Flugzeuges vom Muster Albatros L 75 Ass. 221. DVL-Bericht, DVL-Jahrbuch 1931).

hin, daß der überzogene Flugzustand nicht erreicht wird. Es fehlt nämlich das diesen Flugzustand sonst kennzeichnende starke Anwachsen von w_s im Bereich der größten erreichbaren Anstellwinkel.

Plötzliches Kippen um die Querachse als Folge plötzlicher Verminderung der Längssteuerbarkeit oder plötzlicher Änderung im Längsmomentengleichgewicht infolge Änderung der Druckpunktlage ist bei dieser Schwerpunktlage nicht zu beobachten. »Kippen über den Flügel« als Zeichen von Querunstabilität bzw. Verlust der Rolldämpfung tritt gleichfalls nicht auf.

2. Motorflug.

a) Vollgasflug.

In Abb. 9 ist c_a , abhängig von c_w für Vollgasflug, veranschaulicht; für c_a und c_w gelten nach den allgemeinen Gleichgewichtsbedingungen die Beziehungen:

$$c_a = \frac{G \cdot \cos \gamma - S \cdot \sin (\theta - \gamma)}{q \cdot F}$$

und

$$c_w = \frac{-G \cdot \sin \gamma + S \cdot \cos (\theta - \gamma)}{q \cdot F}$$

Aus dem Verlauf der Polare im oberen Bereich kann mit Sicherheit geschlossen werden, daß der Höchstauftrieb erreicht, in einigen Fällen sogar überschritten wird. Für $c_{a \max}$ sind Werte von 1,6 bis 1,65 gemessen.

Der volle Höhenruderausschlag in Richtung »Ziehen« ist noch nicht erreicht; oberhalb $c_a = 1,4$ sind Höhenrudere Wirkung und Längssteuerbarkeit wachsend stark vermindert. Der Verlauf von c_a , abhängig vom Höhenruderaus schlag β_H für Vollgas, gleichfalls in Abb. 7 eingetragen, bestätigt diese Feststellung. Die Tatsache, daß sowohl im Leerlauf als auch im Vollgasflug oberhalb $c_a = 1,4$ die Kurve für c_a , abhängig von β_H , übereinstimmend flacher geneigt ist, läßt darauf schließen, daß die starke Verschlechterung der Höhenrudere Wirkung in überwiegend Maße auf entsprechende Änderung der Strömungsverhältnisse durch Abwind und Ablösung im Flügelmittelstück bei großen Anstellwinkeln zurückzuführen ist. Der die Rudere Wirkung wesentlich verbessernde Einfluß des Schraubenstrahls macht sich allein im Anstellwinkelbereich für $c_a < 1,4$ bemerkbar.

Aus dem Verlauf von c_a , abhängig von β_H für Vollgas, ist weiter zu entnehmen, daß im Bereich von $c_a = 0,8$ bis 1,2 die statische Längsstabilität des Flugzeuges nur gering ist. Dabei ist zu beachten, daß gegenüber den Ergebnissen der Leerlauf-Messungen der Schwerpunkt von $0,315 t_w$ auf $0,26 t_w$ nach vorn verlegt wurde. Der die statische Längsstabilität erheblich vermindern den Einfluß des Schraubenstrahls ist hierin deutlich zu erkennen; er ist in ähnlicher

Weise auch an anderen Flugzeugen mit heute üblicher Tragwerk- und Leitwerk-Anordnung festgestellt worden.

Im Anstellwinkelbereich oberhalb $c_a = 1,5$ erschweren Längsschwingungen trotz festgehaltenem Steuer die Aufrechterhaltung eines Ausgangs-Gleichgewichtszustandes mit gleichbleibendem Staudruck (entspricht Staudrücken von $31,0$ bis $35,0 \text{ kg/m}^2$). Diese ungedämpften, gegenüber den im Leerlauf beobachteten wesentlich stärkeren Längsschwingungen mit einer durchschnittlichen Schwingungszeit von 16 s bis 19 s haben Änderungen des Staudrucks von 5 kg/m^2 bis 10 kg/m^2 und der Längsneigung von 3° bis 5° — soweit nicht die Anzeige der Meßgeräte infolge der dabei auftretenden (allerdings geringen) Beschleunigungen gefälscht ist — zur Folge. Die Schwingungen werden dann verstärkt beobachtet, wenn der Schwerpunkt weiter nach vorn verlegt, d. h. die Längsstabilität vergrößert wird.

Bei weiterem Anziehen der Steuersäule bis zum Anschlag werden die Schwingungszeiten etwas kleiner; dafür treten dann Schwingungen um die Längsachse mit erheblicher Änderung der Querneigung auf, die gleichzeitig gekoppelt sind mit schwachen Schiebe- und Gierbewegungen. Wodurch diese, an einem Flugzeug mit normaler Tragwerksanordnung bisher noch nicht beobachteten Rollschwingungen verursacht werden, ist gegenwärtig Gegenstand einer weiteren Untersuchung über das Verhalten des Flugzeuges im Bereich dieser Grenzzustände. Über das Ergebnis dieser Versuche, deren Aufgabe ist, die eben geschilderten Bewegungen aufzuzeichnen und dabei gleichzeitig das Verhalten von Wollfäden auf der Flügeloberseite längs der Spannweite kinematographisch festzustellen, wird später gesondert berichtet werden⁶⁾.

Plötzliches »Kippen über den Flügel« als Kennzeichen plötzlichen Rolldämpfungsverlustes und Neigung zum Trudeln wurde auch im Vollgasflug nicht festgestellt.

b) Waagrechtflug (Schub = Widerstand).

Abb. 10 veranschaulicht c_a , abhängig von c_w , für den Gleichgewichtszustand Schub = Widerstand. Der Ermittlung von c_a und c_w sind in einem Falle (ausgezogene Kurve) die vereinfachten Gleichgewichtsbedingungen für

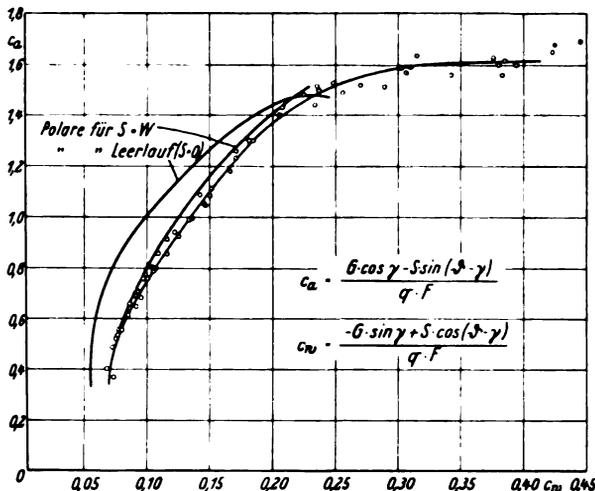


Abb. 9. Vollgas-Polare des Focke-Wulf A 32 »Bussard«.

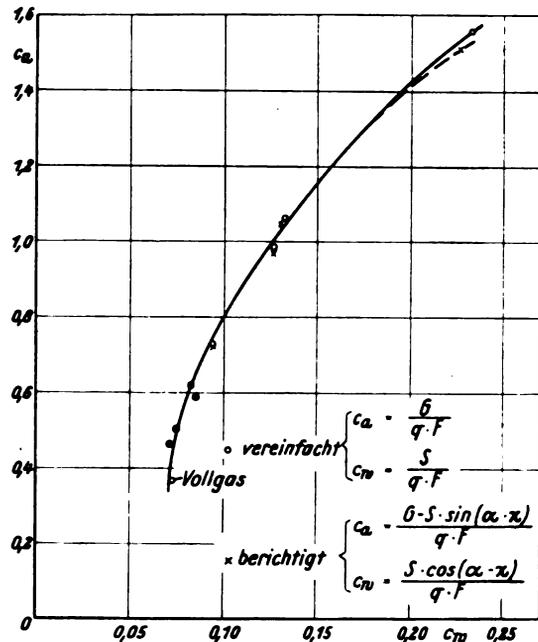


Abb. 10. Schub=Widerstand-Polare (nach Geschwindigkeits-Eichflügen).

⁶⁾ Die Focke-Wulf Flugzeugbau A. G. bemerkt dazu folgendes: »Das Herstellerwerk erklärt diese Schwingungen aus dem Verlauf der Quermomente über dem Schiebewinkel jenseits von $c_a \max$. Man hat zu bedenken, daß sowohl die Längs- wie die Rollschwingungen in einem Bereich stattfinden, der mit einem normalen Flugzeug gar nicht mehr erreicht wird, ohne daß das Flugzeug ins Trudeln kommt oder nach vorn kippt.«

$$c_a = \frac{G}{q \cdot F} \text{ und } c_w = \frac{S}{q \cdot F}$$

und im anderen Falle (gestrichelte Kurve) die den Schub- einfluß auf Auftrieb und Widerstand berücksichtigenden genauen Gleichgewichtsbedingungen

$$c_a = \frac{G - S \sin(\alpha - \kappa)}{q \cdot F}$$

und

$$c_w = \frac{S \cos(\alpha - \kappa)}{q \cdot F}$$

zugrundegelegt. Die Polaren für Leerlaufflug und für den Zustand $S = W$ sind in Abb. 9 außerdem vergleichend zur Vollgaspolare eingetragen.

Der erreichten Mindestgeschwindigkeit im Waagrecht- flug entspricht ein c_a von rd. 1,5; nach dem Verlauf der Polare zu schließen, wird dieser Wert nur wenig unterhalb $c_{a \text{ max}}$ liegen. Allerdings ist der Gleichgewichtszustand in diesem Anstellwinkelbereich bereits wiederum zeitweise durch stärkere Längsschwingungen erschwert, obwohl während des Meßfluges die Steuersäule in der dem Gleich- gewichts-Staudruck des Waagrechtflugs entsprechenden ungeänderten Stellung festgehalten wurde.

IV. Bemerkungen zu den Ergebnissen.

1. Vergleich mit Ergebnissen aus Windkanalmessungen und Rechnung.

Die Unterlagen, die für einen Vergleich der vorliegenden Ergebnisse aus Flugmessungen mit denen aus Windkanal- messungen zur Verfügung stehen, sind lückenhaft und wegen der Verschiedenheit der Versuchsbedingungen nur bedingt anwendbar. Soweit die Voraussetzungen dafür erfüllt sind, wird versucht, die vorhandenen Ergebnisse aus Windkanalmessungen bzw. aus Rechnungen auf Grund vergleichbarer Windkanalmessungen mit der im Fluge ermittelten Leerlauf-Polare des Flugzeuges (nach Abb. 6) zu vergleichen. Hierzu sind in Abb. 11 außerdem folgende Polaren veranschaulicht:

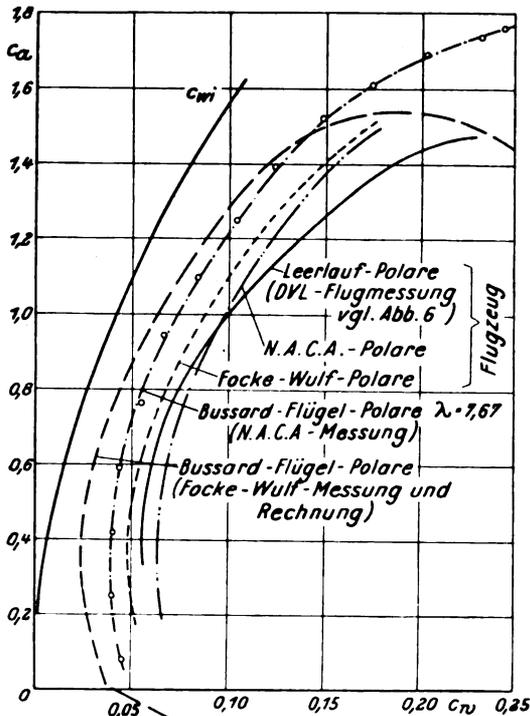


Abb. 11. Vergleich der Leerlauf-Polare nach DVL-Flugmessungen mit Windkanalmessungen und Rechnungen auf Grund vergleichbarer Windkanalmessungen.

a) Die Flügelpolare des Focke-Wulf A 32 »Bus- sard«, hergeleitet vom Herstellerwerk aus Messungen an ähnlichen Flügeln mit anderem Streckungsverhältnis durch Umrechnung auf das richtige Streckungsverhältnis ($\lambda = 7,67$).

b) Die Flugzeug-Polare des Focke-Wulf A 32 »Bussard«, für die nach Rechnungen des Herstellerwerkes unter Zugrundelegung der Flügelpolare nach 1. der zusätz- liche Widerstand mit $c_w' = 0,024$ eingesetzt wurde, wenn $c_a < 1,0$, und mit $c_w' = 0,028$, wenn $c_a > 1,0$.

c) Die Flügel-Polare des Focke-Wulf A 32 »Bussard«, nach Ergebnissen von Messungen an einem Modellflügel (Modellmaßstab: 1/9,12) im $2,2 \times 3,15$ -m- NACA-Windkanal⁷⁾.

d) Die Flugzeug-Polare des Focke-Wulf A 32 »Bussard«, für die unter Zugrundelegung der Flügel-Polare nach 3. in übereinstimmend gleicher Weise wie für die Flug- zeugpolare nach 2. für $c_w' = 0,028$ angenommen wurde.

Die aus Flugmessungen mit der DVL-Schubmeßnabe ermittelte Flugzeug-Leerlaufpolare verläuft danach bis zu $c_a = 0,8$ genau zwischen den beiden Flugzeug-Polaren nach b) und d); oberhalb $c_a = 0,8$ zeigt sie zunehmend größere c_w -Werte. Hierfür bietet die Tatsache, daß der Rumpfwiderstand ebenso wie der induzierte Widerstand, letzterer infolge der einer Rechnung nicht zugänglichen Verschlechterung der Auftriebsverteilung im inneren Spann- weitenbereich durch die Rumpf-Flügel-Beeinflussung, im Bereich großer Anstellwinkel meist erheblich anwächst, eine ausreichende Erklärung.

Die Focke-Wulf-Flugzeug-Polare ergibt zu kleine, die NACA-Flugzeug-Polare zu große c_w -Werte. Vom Her- stellerwerk wird außerdem darauf hingewiesen, daß wegen der nicht genau erfassbaren Kühlwiderstände für das wasser- gekühlte Triebwerk usw. etwas höhere c_w -Werte, als von ihm in die Rechnung eingesetzt, zu erwarten sein dürften. Andererseits gibt die NACA-Messung unwahrscheinlich große c_w -Werte für den Tragflügel. Ohne eine ausreichende Erklärung geben zu können, sind sicherlich Kennwertein- flüsse mit die Ursache hierfür wie ebenfalls für den nach NACA-Messung beträchtlich höheren Wert für $c_{a \text{ max}}$ von $1,65^8)$.

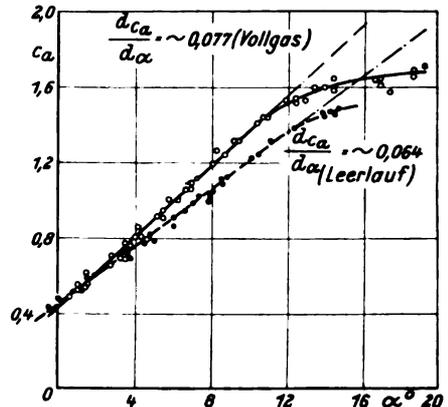


Abb. 12. Auftriebszahl c_a , abhängig vom Anstellwinkel im Vollgas- und Leerlauf-Flug.

2. Einfluß des Schraubenstrahls auf Auftrieb und Widerstand.

Abhängig vom Anstellwinkel α ($= \vartheta - \gamma + \kappa$; wobei $\kappa = + 0,5^\circ$) sind

in Abb. 12 der Verlauf von c_a ,

in Abb. 13 der Verlauf von c_w

für Vollgas- und Leerlaufflug vergleichend dargestellt.

⁷⁾ »Wind-tunnel tests on an model of the Focke-Wulf wing. — Carl J. Wenzinger, 14. 3. 1933 (NACA Techn. Note unpublished).

⁸⁾ Nachträglich wird vom Herstellerwerk mitgeteilt: »Ein genauer Vergleich hat inzwischen ergeben, daß das NACA-Modell nicht den Zeichnungen des Herstellerwerkes entspricht; die beobachteten Ab- weichungen werden dadurch erklärlich.«

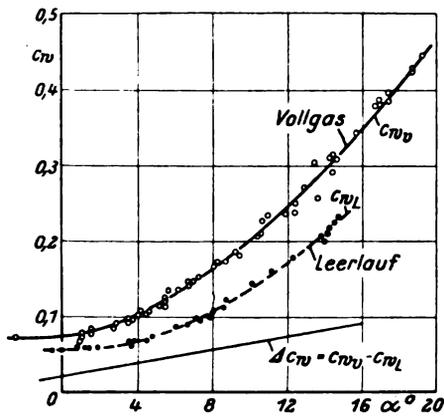


Abb. 13. Widerstandszahl c_w , abhängig vom Anstellwinkel im Vollgas- und Leerlauf-Flug.

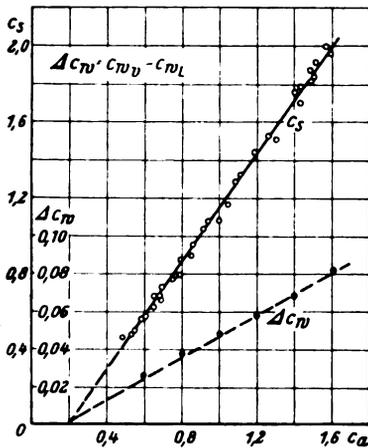


Abb. 14. Schubbeizahl c_s ($= \frac{S}{F_s \cdot q}$; $F_s = 7,8 \text{ m}^2$) und Vergrößerung Δc_w der Widerstandszahl $\Delta c_w = c_wV - c_wL$, abhängig von der Auftriebszahl c_a (Vollgasflug).

Innerhalb des c_a -Bereichs der linearen Abhängigkeit vom Anstellwinkel beträgt $dc_a/dx = 0,077$ bei Vollgas und $= 0,064$ bei Leerlauf. Infolge des Schraubenstrahls wird somit im Vollgasflug dc_a/dx um $0,013$, d. h. rd. um 20 vH gegenüber dc_a/dx im Leerlauf vergrößert.

Die Differenz der im Vollgasflug und im Leerlauf-Gleitflug gemessenen c_w -Werte stellt die Vergrößerung Δc_w der Widerstandszahl infolge des Schraubenstrahls dar. In Abb. 14 ist das durch den mittleren Verlauf der Kurven nach Abb. 13 bestimmte Δc_w , abhängig von der Auftriebszahl c_a , veranschaulicht. Zum Vergleich ist außerdem die aus den Schubmessungen ermittelte Schubbeizahl $c_s = S/q \cdot F_s$ (worin $F_s = 7,8 \text{ m}^2$ die Schraubenkreisfläche be-

deutet), gleichfalls abhängig von c_a , aufgetragen. Beide Kurven verlaufen geradlinig, ihr gemeinsamer Schnittpunkt liegt erwartungsgemäß bei $c_a = \text{rd. } 0,2$ auf der Abszisse, d. h. für $c_s = 0$ wird auch $\Delta c_w = 0$. Bemerkenswert ist die starke Widerstandszunahme infolge des Schraubenstrahls im gesamten c_a -Bereich.

3. Zur Frage der Meßgenauigkeit.

Die bisher entwickelten Verfahren zur Ermittlung der Flugleistungen, ihre Fehlerquellen, die Größe der Fehler, besonders hinsichtlich der Messungen des Staudrucks im Höchstauftriebsbereich sind bekannt⁹⁾. Durch die Anwendung der DVL-Schubmeßnabe konnte das Verfahren im vorliegenden Falle weiter ausgebaut werden. Um die hierdurch erreichte Steigerung der Meßgenauigkeit und Verbesserung des Verfahrens der Messung und Auswertung zu kennzeichnen, sind in Abb. 15 die aus den Schubmessungen ermittelten Schubbeizahlen $c_s = S/q \cdot F_s$, abhängig vom Fortschrittsgrad $\lambda = v/\pi \cdot n \cdot D$ (Luftschraubendurchmesser (m) $D = 3,16$), aufgetragen. Der Verlauf der Kurve zeichnet sich durch geringe Streuung der Meßpunkte aus. Das beweist, daß das Meßverfahren ausreichend genau, die Meßfehler befriedigend klein sind. Über die Zweckmäßigkeit der Anwendung des Meßverfahrens mit DVL-Schubmeßnabe, über die Möglichkeit der Erweiterung der bisherigen Vergleichsverfahren und die Vermeidung von Fehlerquellen üblicher Verfahren durch Anwendung der Schubmeßnabe u. a. m. wird gesondert berichtet werden.

V. Zusammenfassung.

Die Messungen an dem Flugzeug Focke-Wulf A 32 »Bussard« mit DVL-Schubmeßnabe ergaben:

1. Im Leerlauf (Schwerpunktlage: $0,315 t_w$ — Schwerpunkt-Zulassungsbereich: $0,28 t_m$ bis $0,38 t_m$) betragen die erreichten größten c_a -Werte rd. $1,47$. Infolge verminderter Höhenruderwirkung wird der Höchstauftrieb (schätzungsweise: $c_{a \text{ max}} = 1,50$) nicht ganz erreicht.
2. Im Vollgasflug wird bei einer Schwerpunktlage von $0,26 t_w$ (größte Schwerpunktvorlage nach Zulassung: $0,28 t_m$) der Höchstauftrieb erreicht ($c_{a \text{ max}}$ rd. $1,6$ bis $1,65$), in einigen Fällen sogar überschritten. Jedoch ist auch hier die Höhenruderwirkung im Höchstauftriebsbereich vermindert.

Die unter Anmerkung 1 erwähnten Trudelversuche sind sowohl im Leerlauf- als auch im Vollgasflug durchgeführt worden. Die zur Trudelbewegung überleitenden Abfangvorgänge sind naturgemäß durch zeitlich begrenzte Höhensteuer-Schaltvorgänge willkürlich erzwungen worden. Da Trudelsicherheit noch für wesent-

⁹⁾ Vgl. 221. DVL-Bericht der Flug-Abteilung, DVL-Jahrbuch 1931, 279. DVL-Bericht der Flug-Abteilung, DVL-Jahrbuch 1932.

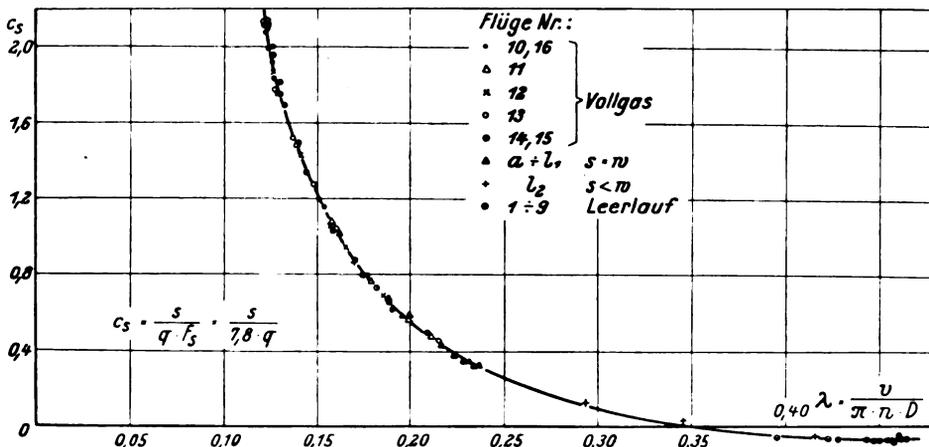


Abb. 15. Schubbeizahl c_s , abhängig vom Fortschrittsgrad λ bei sämtlichen Meßflügen.

- lich größere Schwerpunktrücklagen ($0,37 t_m$) nachgewiesen wurde, kann die Möglichkeit, daß Trudelsicherheit durch Beschränkung der Längssteuervermögen erreicht wurde, als ausgeschlossen gelten.
3. Die starke Verminderung der Höhenruderwirkung im Anstellwinkelbereich des Höchstauftriebes sowohl im Leerlauf- als auch im Vollgasflug ist vor allem dem Einfluß durch Abwind und Ablösung im Flügelmittelsstück zuzuschreiben.
 4. Im Höchstauftriebsbereich zeigt das Flugzeug keine Neigung weder zum Kippen über den Flügel bzw. nach vorn. Jedoch treten bei festgehaltenem Höhensteuer ungedämpfte, gleichbleibende Längsschwingungen (Bahnschwingungen) auf. Die Schwingungsweiten sind im Vollgasflug größer als im Leerlauf. Sie wachsen außerdem mit Vergrößerung der statischen Längsstabilität durch Vorverlegung des Schwerpunktes.
 5. Im Vollgasflug zeigt das Flugzeug gleichfalls keine Neigung zum plötzlichen Kippen über den Flügel bzw. nach vorn. Jedoch treten bei voll angezogenem, festgehaltenem Höhensteuer (überzogener Flugzustand) Rollschwingungen auf. Dieses Verhalten des Flugzeugs ist Gegenstand einer weiteren Untersuchung, über deren Ergebnis gesondert berichtet wird.
 6. Innerhalb des linearen Bereichs der Abhängigkeit von c_a über α ist im Vollgasflug $dc_a/d\alpha = 0,077$, im Leerlauf $= 0,064$. Infolge des Schraubenstrahlflusses wird somit $dc_a/d\alpha$ um rd. 20 vH vergrößert. Die Vergrößerung der Widerstandszahl Δc_w infolge Schraubenstrahl zeigt in gleicher Weise wie die Schubbeizahl c_s , abhängig von c_a , lineares Anwachsen. Δc_w wird null, wenn $c_s = 0$ ist.
 7. Ein ausreichend genauer Vergleich der im Fluge gemessenen Polaren mit den Ergebnissen der Windkanalmessungen bzw. der Rechnungen ist wegen der nur bedingten Anwendbarkeit der hierzu zur Verfügung stehenden Unterlagen nicht durchführbar. Von den Ergebnissen der NACA-Modellmessungen abgesehen, zeigen einigermaßen gute Übereinstimmung die gemessenen Höchstauftriebszahlen.

Engin.
Library

X

LUFTFAHRT- FORSCHUNG

Mit Beiträgen der nachstehenden Stellen:

Vereinigung für Luftfahrtforschung • Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, E.V., Berlin-Adlershof • Aerodynamische Versuchsanstalt beim Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung, Göttingen • Aerodynamisches Institut der Technischen Hochschule Aachen • Aerodynamisches Institut an der Technischen Hochschule Darmstadt • Institut für Aerodynamik und Flugtechnik der Technischen Hochschule Hannover • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Stuttgart • Forschungsinstitut für Kraftfahrwesen und Fahrzeugmotore an der Technischen Hochschule Stuttgart • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Berlin • Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug, Flugplatz Griesheim b. Darmstadt • Professor Dr.-Ing. Flügel u. a.

Herausgegeben von der
**Zentrale für technisch-wissenschaftliches Berichtswesen
über Luftfahrtforschung (ZWB)**



INHALT:

Beitrag zur Theorie des Schlitzflügels. Von F. Weinig	Seite 149
Zur Berechnung der 3 tiefsten Biegefrequenzen der umlaufenden Schraube. Von F. Liebers	Seite 155
Vergleichsversuche in verschiedenen CFR-Motoren. Von A. v. Philippovich und F. Seeber	Seite 161
Über die Gleitlagerfrage im Flugmotorenbau unter Berücksichtigung der werkstofftechnischen Entwicklung. Von H. Mann und H. Heyer	Seite 168
Herabsetzung der Dauerfestigkeit von Nichteisenmetallen an Kraftangriffsstellen. Von K. Matthaes	Seite 176

VERLAG VON R. OLDENBOURG, MÜNCHEN-BERLIN

EINE WERTVOLLE ERGÄNZUNG
ZUR „LUFTFAHRT-FORSCHUNG“
STELLT DIE ZEITSCHRIFT

DEUTSCHE LUFTWACHT

AUSGABE: LUFTWISSEN

dar. Die Zeitschrift ist zu beziehen vom Verlag E. S. Mittler & Sohn, Berlin SW 68, vom Verlag R. Oldenbourg, München 1, sowie durch alle Buchhandlungen

PREIS DES JAHRGANGS

im Inland RM. 12.-
im Ausland RM. 18.-

Luftfahrt-Forschung

Jährlich erscheint ein Band (bestehend aus 8 Heften) zum Preise von RM. 16.—. Bestellungen können bei jeder Buchhandlung oder beim Verlag aufgegeben werden.

R. Oldenbourg · München 1 und Berlin

Verlangen Sie

unverbindlich ein Angebot über den günstigen Bezug von „Luftfahrt-Forschung“ Bd. 1—10. Preisermäßigung und Ratenzahlung bei Bezug aller Bände. Band 11 (1934): 244 Seiten, 452 Abb., ist zum Preise von RM. 16.— lieferbar.

Grundlagen der Flugzeugnavigation

Von Prof. Werner Immler (VDI)

2. vermehrte Auflage des „Leitfadens“
159 S., 131 Abb., 15 Rechentaf., 13 Tabellen. Lex.-8°. 1934. Kart. M. 16.—

Prof. Immler's Grundlagen is, to this writer's idea, the most scientific and up-to-date book yet published on the subject of air navigation and should be studied by every student interested in this science.

*Captain Frank Jansen
in: U. S. Naval Institute Proceedings*

Rakettenflug

D 629.1.0354

Rakettenflugtechnik

Von **Eugen Saenger**

Ingenieur, Dr. techn. Flugzeugführer, Assistent an der Technischen Hochschule Wien
231 S., 92 Abb., 34 Zahlentafeln. Gr.-8°. 1933.
Brosch. M. 8.50, in Leinen geb. M. 9.80

Wege zur Raumschiffahrt

Von Prof. **Herm. Oberth**

3. Aufl. 442 S., 159 Abb., 4 Taf. Gr.-8°. 1929.
Brosch. M. 17.50, Leinen M. 20.—

Die Erreichbarkeit der Himmelskörper

Untersuchungen über das Raumfahrtproblem
Von Dr.-Ing. **W. Hohmann**
93 S., 28 Abb. Gr.-8°. 1925. M. 4.60

Rakettenfahrt

Von **Max Valier**

6. Aufl. 263 S., 72 Abb. 8°. 1930. Leinen M. 5.80

R. OLDENBOURG / MÜNCHEN 1 UND BERLIN

Beitrag zur Theorie des Schlitzflügels.

Von F. Weinig.

Bericht 35/10 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, e. V., Berlin-Adlershof.

Für den geschlitzten Flügel ergibt sich bei nichtabgerissener Strömung eine Auftriebsminderung gegenüber dem ungeschlitzten Flügel bei gleicher Anstellung. Diese Auftriebsminderung wird mit Hilfe potentialtheoretischer Mittel berechnet.

Gliederung.

1. Der Schlitzflügel bei nicht abgerissener Strömung.
2. Grundlage der theoretischen Untersuchung.
3. Durchführung der Rechnung.
4. Erweiterung der Betrachtungen.
5. Vergleich mit Versuchsergebnissen.
6. Zusammenfassung.

1. Der Schlitzflügel bei nicht abgerissener Strömung.

Unter Schlitzflügel sei ein Flügel verstanden, dessen Längsschnitte, die Profile, durch ein oder mehrere schmale Spalte, die Schlitze, entsprechend unterteilt werden. Das Schlitzflügelprofil soll also aus mehreren gegeneinander feststehenden Teilen bestehen; diese sollen aber eine glatte Einhüllende, das Ausgangsprofil haben. Dabei können aber die Einzelteile selbst noch zweckmäßig abgerundet sein. Ein Schlitzflügelprofil entsteht also dadurch, daß man aus einem einfachen Flügelprofil ein oder mehrere schmale Stücke herausnimmt und die entstehenden Ecken u. U. nach Belieben abrundet.

Schlitzflügel in diesem Sinn sind also auch Flügel mit einem Vor- oder Hilfsflügel, sog. Spaltflügel sowie Flügel mit Ruderklappen und dazwischen liegendem Spalt.

Durch sinnvolle Unterteilung der Flügel wird die Grenzschicht auf der Saugseite der Profile so beeinflußt, daß das Abreißen der Strömung gegenüber dem ungeteilten Flügel zu höheren Anstellwinkeln hinausgeschoben wird. Hierdurch wird auch der Höchstauftrieb größer.

Im nicht abgerissenen Zustand ist aber bei gleicher Anstellung der Auftrieb des Schlitzflügelprofils kleiner als der des Ausgangsprofils, und zwar verkleinert sich der Auftrieb mit zunehmender Anzahl und Breite der Schlitze immer stärker. Diese Abnahme ist natürlich auch abhängig von der Lage und Anordnung der Schlitze am Profil.

Das Verhalten der Schlitzflügel im nicht abgerissenen Zustand ist der Rechnung zugänglich, da man die Strömungsvorgänge im wesentlichen so behandeln kann als sei die strömende Flüssigkeit ideal.

2. Grundlage der theoretischen Untersuchung.

Zunächst soll hier ein Flügelprofil mit einem Schlitz untersucht werden. Der exakten Behandlung wäre dieses Problem gerade noch zugänglich, da man die Strömung um zwei getrennte Profile berechnen kann. Man kann ja das Außengebiet zweier Profile auf das Außengebiet zweier Kreise von entsprechendem Radius und entsprechender gegenseitiger Lage konform abbilden. Die Lösung der Randwertaufgabe für das Außengebiet dieser beiden Kreise führt aber auf elliptische Integrale und ist recht umständlich. Auch die konforme Abbildung des Schlitzflügelprofils auf diese beiden Kreise ist mit nicht unerheblichen Schwierigkeiten verbunden. Dieser exakte Weg wird deshalb hier nicht eingeschlagen. Zudem gestattete dieser Weg kaum die Untersuchung einer Variation der Form oder der Lage des Schlitzes.

Hier soll ein wesentlich einfacherer, wenn auch nicht exakter Weg eingeschlagen werden. Es werde dabei das ungeschlitzte Ausgangsprofil zur Grundlage gemacht. Die

Potentialströmung um das Ausgangsprofil wird in folgender Weise erhalten:

Zunächst denke man sich das Profil aus der Ruhe heraus instantan bewegt. Diese nichtstationäre Bewegung aus der Ruhe heraus ergibt eine Potentialströmung ohne Zirkulation. Die Form dieser Strömung wird zunächst für die stationäre Strömung übernommen. Da aber nun die scharfe Hinterkante in einer bei stationärer Strömung physikalisch unmöglichen Weise umströmt würde, wird der geforderten Strömung noch eine Zirkulationsströmung um das Profil überlagert, wobei die Zirkulation so groß zu machen ist, daß der Zusammenflußpunkt mit der Hinterkante zusammenfällt. In gleicher Weise werde auch die Strömung um den Schlitzflügel ermittelt. Der Schlitz wird zunächst als sehr schmal angenommen.

3. Durchführung der Rechnung.

Bei der Bewegung aus der Ruhe heraus ist wegen der angenommenen Kleinheit der Schlitzbreite b die zirkulationsfreie Potentialströmung abgesehen von den Schlitzen die gleiche wie beim Ausgangsprofil.

Nun herrscht aber an den Schlitzenden ein verschiedenes Potential. Diesem Potentialunterschied $\Delta\varphi = \varphi_a - \varphi_e$ entspricht bei der Bewegung aus der Ruhe heraus aber eine Strömung durch den Schlitz:

$$\Delta\varphi = - \int_e^a w ds \quad (e = \text{Eintrittsende, } a = \text{Austrittsende des Schlitzes, } ds = \text{Längenelement des Schlitzes}).$$

Es ist aber in erster Näherung die Geschwindigkeit

$$w = \frac{Q}{b(s)}, \quad (Q = \text{Durchflußmenge})$$

somit

$$\Delta\varphi = -Q \int_e^a \frac{ds}{b(s)}.$$

Es sei nunmehr s die Gesamtlänge des Schlitzes (Länge der Mittellinie), b_m die durch

$$\frac{s}{b_m} = \int_e^a \frac{ds}{b(s)}$$

definierte mittlere Breite des Schlitzes. Dann ist

$$\Delta\varphi = - \frac{Q \cdot s}{b_m} = -Q/\sigma \quad \left(\sigma = \frac{b_m}{s} \text{ Schlankheitsverhältnis des Schlitzes} \right).$$

Die Durchflußmenge ist also

$$Q = - \frac{b_m}{s} \Delta\varphi = -\sigma \Delta\varphi.$$

Die Potentialströmung bei der Bewegung aus der Ruhe heraus im Außengebiet des Ausgangsprofils ist also durch den Schlitz so verändert, als wäre am Schlitztritt eine Senke der Schluckfähigkeit Q und am Schlitzaustritt eine Quelle von der Ergiebigkeit Q .

Beim Übergang zur stationären Strömung haben wir nun wieder eine Zirkulation von solcher Größe zu überlagern, daß die Hinterkante Zusammenflußpunkt der Strömung wird. Diese Zirkulation ist aber infolge der Wirkung der die Wirkung des Schlitzes ersetzenden Senke und Quelle eine andere als beim ungeteilten Profil, und zwar ist sie bei der üblichen

Schlitzanordnung kleiner, wie man leicht einsieht und im späteren noch gezeigt wird.

Vor der eigentlichen Ausrechnung der Wirkung der Schlitze sei hier aber noch dargelegt, warum die beschriebene Behandlungsweise gerechtfertigt erscheint.

Durch Ermittlung der zirkulationsfreien Umströmung des Schlitzflügelprofils wird folgende Abbildung ermöglicht:

Jedes Teilprofil wird in ein Streckenprofil verwandelt. Diese Streckenprofile sind parallel und haben die Richtung der Umströmung, sie werden also jedes für sich zirkulationsfrei umströmt. Anfangspunkt E_v' der Bildstrecke des vorderen Teilprofils und Endpunkt A_h' der Bildstrecke des hinteren Teilprofils entsprechen dem vorderen Verzweigungspunkt E_v' des vorderen Teilprofils und dem hinteren Verzweigungspunkt A_h' des hinteren Teilprofils bei zirkulationsfreier Umströmung (vgl. Abb. 1).

Durch Überlagern der Zirkulationsströmung soll nun erreicht werden, daß der hintere Verzweigungspunkt des hinteren Teilprofils mit der Hinterkante A des hinteren Teilprofils bzw. dessen Bildpunkt zusammenfällt. Dazu müßte man jetzt um jedes der Teilprofile eine Zirkulationsströmung anordnen, und zwar so, daß A_v' ebenfalls Abflußpunkt bleibt. Wegen der Kleinheit der Spaltbreite erscheint es aber als zulässig die genaue Erfüllung dieser Bedingung zu mißachten. Die Strömung dieser gleichsinnigen Teilzirkulation muß ja nur in der Nähe des Spaltes einen Verzweigungspunkt haben, so daß die Geschwindigkeit der Umströmung der Hinterkante im Bildpunkt A_v' nur sehr klein wird. Das wird aber erreicht, wenn die Teilprofile bei der Bestimmung der Zirkulationsströmung in der Bildstreckenprofilebene als zusammenfallend betrachtet werden. Die angedeutete Berechnungsmethode zur Ermittlung des Spaltinflusses erscheint deswegen berechtigt.

Bei der nunmehrigen Durchführung der Rechnung sei vorausgesetzt, daß die Abbildung des Ausgangsprofils auf seinen Bildkreis bekannt sei.

Die Profilhöhe sei t , der Bildkreisdurchmesser sei

$$d = 2r = \frac{k}{2} t.$$

Das Profil sei so gelegt, daß es ohne Schlitz bei waagerechter Anströmung keinen Auftrieb erfährt (Abb. 2).

In der Bildkreisebene sei

$$A \text{ in } \zeta = +\frac{k}{4} t, \quad E_v \text{ in } \zeta = -\frac{k}{4} t,$$

$$A_v' \text{ in } \zeta = \frac{k}{4} t e^{i\alpha_A}, \quad E_h' \text{ in } \zeta = \frac{k}{4} t e^{-i\alpha_A}$$

gelegen. Die Anströmungsgeschwindigkeit sei w_∞ und erfolge unter dem Anstellwinkel δ . Dann ist das Potential der Umströmung ohne Zirkulation in A_v' bzw. E_h'

$$\varphi_a = -\frac{k}{2} t \cos(\alpha_A - \delta) w_\infty$$

$$\varphi_e = -\frac{k}{2} t \cos(\alpha_A + \delta) w_\infty.$$

Somit wird

$$-\Delta \varphi = \frac{k}{2} t [\cos(\alpha_A - \delta) - \cos(\alpha_A + \delta)] w_\infty.$$

Dies wird für $\delta = 0^\circ$

$$-\Delta \varphi_0 = \frac{k}{2} t (\cos \alpha_A - \cos \alpha_A) w_\infty$$



Abb. 1. Konforme Abbildung eines Schlitzflügels auf zwei dicht benachbarte Streckenprofile.

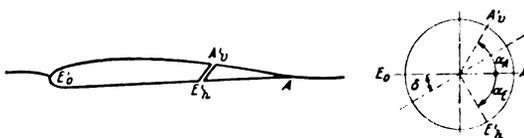


Abb. 2. Konforme Abbildung des Ausgangsprofils auf einen Kreis.

und für $\delta = \frac{\pi}{2}$

$$-\Delta \varphi_{\pi/2} = \frac{k}{2} t (\sin \alpha_A + \sin \alpha_A) w_\infty.$$

Mit Benutzung von $\Delta \varphi_0$ und $\Delta \varphi_{\pi/2}$ wird

$$-\Delta \varphi = \frac{k}{2} t [\cos \alpha_A \cos \delta + \sin \alpha_A \sin \delta - \cos \alpha_A \cos \delta + \sin \alpha_A \sin \delta] w_\infty$$

$$-\Delta \varphi = \frac{k}{2} t [\cos \delta (\cos \alpha_A - \cos \alpha_A) + \sin \delta (\sin \alpha_A + \sin \alpha_A)] w_\infty$$

$$-\Delta \varphi = -[\Delta \varphi_0 \cos \delta + \Delta \varphi_{\pi/2} \sin \delta].$$

Die Durchflußmenge Q durch den Spalt ist also

$$Q = -\sigma [\Delta \varphi_0 \cos \delta + \Delta \varphi_{\pi/2} \sin \delta]$$

oder mit

$$Q_0 = -\sigma \Delta \varphi_0$$

$$Q_{\pi/2} = -\sigma \Delta \varphi_{\pi/2}$$

$$Q = Q_0 \cos \delta + Q_{\pi/2} \sin \delta.$$

Ohne die Wirkung des Schlitzes wäre bei zirkulationsfreier Umströmung die Geschwindigkeit der Bildströmung in A bekanntlich

$$w_A = 2 \sin \delta \cdot w_\infty.$$

Damit also die Geschwindigkeit in A verschwindet, muß in diesem Falle eine Zirkulationsströmung der Zirkulation

$$\Gamma = 2\pi r \cdot 2 \sin \delta w_\infty$$

$$\Gamma = \pi k t \sin \delta w_\infty$$

überlagert werden. Der Auftrieb des Ausgangsprofils ist somit

$$c_a = \frac{2\Gamma}{w_\infty t} = 2\pi k \sin \delta.$$

Durch die die Wirkung des Schlitzes ersetzende Quelle in A_v' und Senke in E_h' wird aber im Bilde A eine zusätzliche Geschwindigkeit erzeugt.

Die zusätzliche Strömung dieses Quellpaares in der Bildenebene ist

$$\chi_{zus} = \varphi + i\psi = \frac{Q}{\pi} \ln \frac{\zeta - E_h'}{\zeta - A_v'}.$$

Die Geschwindigkeit dieser Strömung ist gegeben durch

$$-\bar{w}_{zus} = \frac{d\chi_{zus}}{d\zeta} = \frac{Q}{\pi} \left(\frac{1}{\zeta - E_h'} - \frac{1}{\zeta - A_v'} \right) = \frac{Q}{\pi} \frac{E_h' - A_v'}{(\zeta - E_h')(\zeta - A_v')}.$$

Für das Bild A der Hinterkante gilt

$$\zeta = \frac{k}{4} t.$$

Für die Lage der Quelle und Senke gilt

$$A_v' = \frac{k}{4} t e^{i\alpha_A}$$

$$E_h' = \frac{k}{4} t e^{-i\alpha_A}$$

somit in A

$$-\bar{w} = \frac{Q}{\pi} \cdot \frac{1}{\frac{k}{4} t} \left(\frac{1}{1 - e^{-i\alpha_A}} - \frac{1}{1 - e^{i\alpha_A}} \right).$$

Mit der Bezeichnung der Abb. 3 wird also

$$w_{zus} = -\frac{2b_{\pi s}}{\pi s} \left\{ (\cos \alpha_A - \cos \alpha_A) \cos \delta + (\sin \alpha_A + \sin \alpha_A) \sin \delta \right\} \cdot \frac{r \cdot r_{EA}}{r_A \cdot r_A} w_\infty.$$

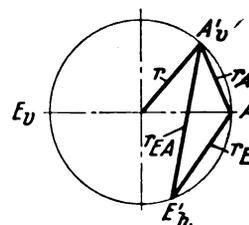


Abb. 3. Bestimmung der Zirkulationsänderung.

Die Zirkulationsverminderung ist also

$$\Gamma_{\text{zus}} = w_{\infty} \cdot 2 \pi r = - \frac{4 b_m}{s} \cdot \left\{ \begin{array}{l} (\cos \alpha_A - \cos \alpha_F) \cos \delta \\ (\sin \alpha_A + \sin \alpha_F) \sin \delta \end{array} \right\} \cdot \frac{r \cdot r_{FA}}{r_F \cdot r_A} \cdot \frac{k}{4} \cdot l \cdot w_{\infty}$$

und die Verminderung des Auftriebsbeiwertes

$$\Delta c_a = - \frac{2 \Gamma_{\text{zus}}}{w_{\infty} \cdot l} = \frac{2 b}{s} \cdot k \cdot \frac{r \cdot r_{FA}}{r_F \cdot r_A} \cdot \left\{ (\cos \alpha_A - \cos \alpha_F) \cos \delta + (\sin \alpha_A + \sin \alpha_F) \sin \delta \right\}$$

oder für $\delta = 0$

$$\Delta c_{a_0} = - \frac{2 b}{s} \cdot k \cdot \frac{r \cdot r_{FA}}{r_F \cdot r_A} (\cos \alpha_A - \cos \alpha_F)$$

und für $\delta = \pi/2$

$$\Delta c_{a_{\pi/2}} = - \frac{2 b}{s} \cdot k \cdot \frac{r \cdot r_{FA}}{r_F \cdot r_A} (\sin \alpha_A + \sin \alpha_F)$$

Es ist

$$\begin{aligned} \frac{r_{FA}}{r} &= 2 \sin \frac{\alpha_A + \alpha_F}{2}, \\ \frac{r_A}{r} &= 2 \sin \frac{\alpha_A}{2}, \\ \frac{r_F}{r} &= 2 \sin \frac{\alpha_F}{2}, \end{aligned}$$

somit

$$\frac{r \cdot r_{FA}}{r_F \cdot r_A} = \frac{1}{2} \left(\cotg \frac{\alpha_F}{2} + \cotg \frac{\alpha_A}{2} \right)$$

Der Auftriebsbeiwert des Schlitzflügels ist also

$$c_a = k \left\{ - \sigma \left(\cot \frac{\alpha_F}{2} + \cot \frac{\alpha_A}{2} \right) (\cos \alpha_A - \cos \alpha_F) \cos \delta + \left[2 \pi - \sigma \left(\cot \frac{\alpha_F}{2} + \cot \frac{\alpha_A}{2} \right) (\sin \alpha_A + \sin \alpha_F) \right] \sin \delta \right\}$$

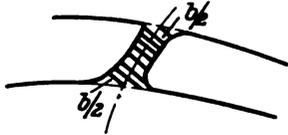


Abb. 4. Abschätzung des Schlankheitsverhältnisses des Schlitzes.

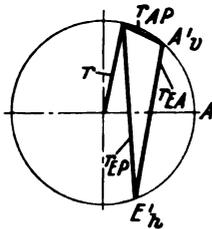


Abb. 5. Bestimmung der Geschwindigkeitsänderung.

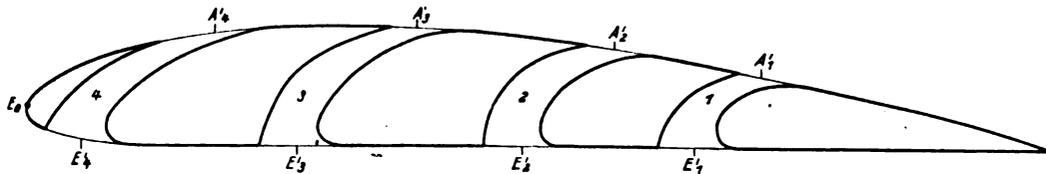


Abb. 6. Anordnung der Schlitzbeim Versuchsflügel (NACA Rep. 427) und mittlere Ein- und Austrittspunkte.

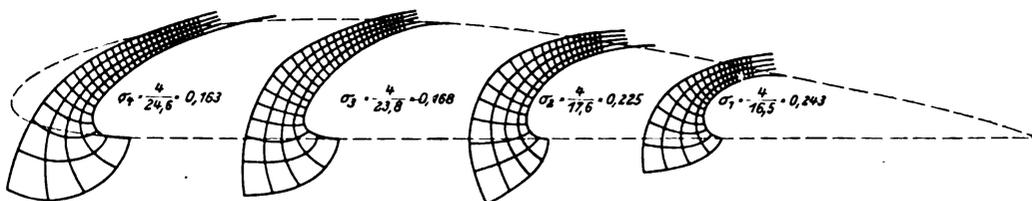


Abb. 7. Ermittlung des Schlankheitsverhältnisses der Schlitzbe durch das Netzverfahren.

Für E' und A' nimmt man bei endlicher Spaltbreite zweckmäßig die Schnittpunkte der Spaltmittellinie, mit dem Ausgangsprofil. Bei der Bestimmung von

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{s}{b_m} = \int_{E'}^{A'} \frac{ds}{b(s)}$$

nimmt man für $b(s)$ die Senkrechten zur Spaltmittellinie (Abb. 4), oder man verfährt entsprechend (Abb. 7).

4. Erweiterung der Betrachtungen.

Aus der Ableitung des Ergebnisses ergibt sich, daß die Anzahl der Spalte beliebig sein könnte. Die Wirkung der einzelnen Spalte würde sich einfach addieren. Bezeichnet $1 \leq i \leq n$ die einzelnen Spalte, so würde

$$c_a = k \left\{ - \left[\sum_1^n \sigma_i \left(\cot \frac{\alpha_{F_i}}{2} + \cot \frac{\alpha_{A_i}}{2} \right) (\cos \alpha_{A_i} - \cos \alpha_{F_i}) \right] \cos \delta + \left[2 \pi - \sum_1^n \sigma_i \left(\cot \frac{\alpha_{F_i}}{2} + \cot \frac{\alpha_{A_i}}{2} \right) (\sin \alpha_{A_i} + \sin \alpha_{F_i}) \right] \sin \delta \right\}$$

Die Geschwindigkeitsverteilung auf den Profilen ist ebenfalls recht leicht zu bestimmen. Es ist wenn $\zeta = r e^{i\alpha}$ den Bildpunkt P des Profils und w_0 die Geschwindigkeitsverteilung am ungeschlitzten Profil bei auftriebsfreier Anstellung bezeichnet:

$$\begin{aligned} w_{\text{ges}} &= w_N + w_{\text{zus}}, \quad w_N = w_0 \left(\cos \delta \pm \sqrt{\frac{1 - \cos \alpha}{1 + \cos \alpha}} \sin \delta \right), \\ w_{\text{zus}} &= \pm \frac{2 \sigma}{\pi} \left\{ (\cos \alpha_A - \cos \alpha_F) \cos \delta + (\sin \alpha_A + \sin \alpha_F) \sin \delta \right\} \cdot \frac{r r_{FA}}{r_{FP} \cdot r_{AP}} w_{\infty} \quad (\text{vgl. Abb. 5}). \end{aligned}$$

Die Wahl der Vorzeichen ergibt sich ganz von selbst. Innerhalb des Schlitzes muß die Geschwindigkeitsverteilung nach der Kontinuitätsgleichung $w(s) = \frac{Q}{b(s)}$ oder mit Hilfe des Netzverfahrens (vgl. Abb. 7) abgeschätzt werden. Bei breiten Schlitzes ist u. U. die Krümmungsänderung der Stromlinien quer zum Schlitz in bekannter Weise zu berücksichtigen.

5. Vergleich mit Versuchsergebnissen.

Zum Vergleich der dargelegten Theorie mit Versuchsergebnissen wurde der NACA Rep. 427 herangezogen.

Das dort untersuchte Profil war mit 4 Schlitzes versehen, welche in allen möglichen Weisen kombiniert werden konnten, indem die einzelnen Schlitzes wieder ausgefüllt wurden. Die Ermittlung der Schlankheit σ der Schlitzes und ihrer mittleren Ein- und Austrittspunkte ist aus den Abb. 6 und 7 zu ersehen. Zur Gewinnung der Bilder der Ein- und Austrittspunkte auf dem Bildkreis des Ausgangsprofils genügt offenbar die Abschätzung der Geschwindigkeitsver-

Zahlentafel 1.

Schlitz	α	$\cos \alpha_A$	$\cos \alpha_E$	$\frac{\cos \alpha_A}{-\cos \alpha_E}$	α_A	α_E	$\sin \alpha_A$	$\sin \alpha_E$	$\frac{\sin \alpha_A}{+\sin \alpha_E}$	$\frac{\alpha_A}{2}$	$\frac{\alpha_E}{2}$	$\cot \frac{\alpha_A}{2}$	$\cot \frac{\alpha_E}{2}$	$\cot \frac{\alpha_A}{2} + \cot \frac{\alpha_E}{2}$
1	0,243	0,513	0,426	0,087	59° 10'	65° 0'	0,859	0,906	1,765	30° 0'	32° 30'	1,732	1,570	3,302
2	0,225	0,216	0,112	0,104	77° 30'	83° 30'	0,976	0,994	1,970	38° 50'	41° 50'	1,242	1,117	2,359
3	0,168	-0,190	-0,298	0,108	101° 0'	107° 20'	0,987	0,955	1,937	50° 30'	53° 40'	0,824	0,735	1,559
4	0,163	-0,648	-0,728	0,080	130° 20'	136° 40'	0,782	0,686	1,448	65° 10'	68° 20'	0,463	0,397	0,860

Zahlentafel 2.

Schlitz	α	$\cot \frac{\alpha_A}{2} + \cot \frac{\alpha_E}{2}$	$\frac{\cos \alpha_A}{-\cos \alpha_E}$	$\frac{f c_{a0}}{k}$	$\frac{\sin \alpha_A}{+\sin \alpha_E}$	$\frac{f c_{a,1/2}}{k}$
1	0,243	3,302	0,087	0,0700	1,765	1,422
2	0,225	2,359	0,104	0,0550	1,970	1,045
3	0,168	1,559	0,108	0,0283	1,937	0,508
4	0,163	0,860	0,080	0,0112	1,448	0,203

teilung w_0 an der Profilerfläche bei auftriebsfreier Anstellung (Abb. 8). Aus dieser Geschwindigkeitsverteilung w_0 , welche über der abgewinkelten Profilerfläche aufgetragen wurde, wurde durch Integration der Potentialverlauf $\varphi_0 = -\int w_0 ds$ gewonnen. Damit war auch die Lage der Bilder der Ein- und Austrittspunkte auf dem Bildkreis festgelegt. Die Ergebnisse sind aus Zahlentafel 1 ersichtlich.

Hieraus wurde in Zahlentafel 2 $\frac{\Delta c_{a0}}{k}$ und $\frac{\Delta c_{a,1/2}}{k}$ und in

Zahlentafel 3 $\frac{c_a}{k}$ für die Profile mit einem Schlitz für einige Anstellwinkel berechnet. Für mehrere Schlitze erhält man die Ergebnisse durch entsprechende Kombination.

Diese Rechnungen gelten für die ebene Strömung. Der Wert k ist für das Ausgangsprofil $k \sim 1,12$ zu setzen.

Die Versuchsergebnisse wurden an einem unverwundenen Modellflügel rechteckigen Grundrisses vom Seitenverhältnis $b:t = 3:1$ gewonnen, der auf der einen Seite durch eine feste Wand begrenzt wurde. Durch diese Spiegelungswirkung ist als wirksames Seitenverhältnis $b:t = 6:1$ ein-

zusetzen. Die gemessenen Anstellwinkel sind deshalb im Mittel um

$$\alpha' = \frac{c_{a_m}}{\pi \cdot b/t}$$

zu verringern, wenn c_{a_m} den Auftriebsbeiwert des Gesamtflügels bedeutet. In der Mitte des Flügels außerhalb der Grenzschicht der Spiegelungsebene, wo ungefähr ebene Strömung herrscht, ist diese Verminderung wegen der nicht elliptischen Auftriebsverteilung etwas geringer

$$\alpha' \sim 0,9 \frac{c_{a_m}}{\pi \cdot b/t}$$

also

$$\alpha'^0 \sim c_{a_m} \cdot 2,75^\circ$$

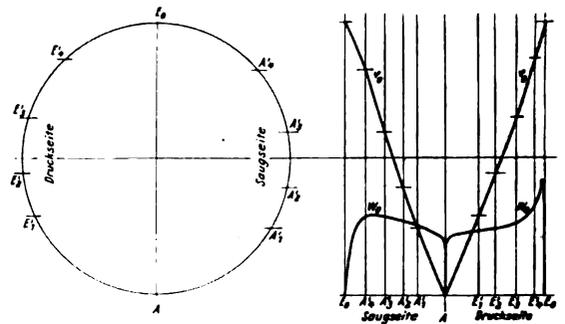


Abb. 8. Konforme Abbildung des Ausgangsprofils und der Ein- und Austrittspunkte auf den Bildkreis mit Hilfe einer geschätzten Geschwindigkeitsverteilung am Ausgangsprofil bei Nullauftrieb.

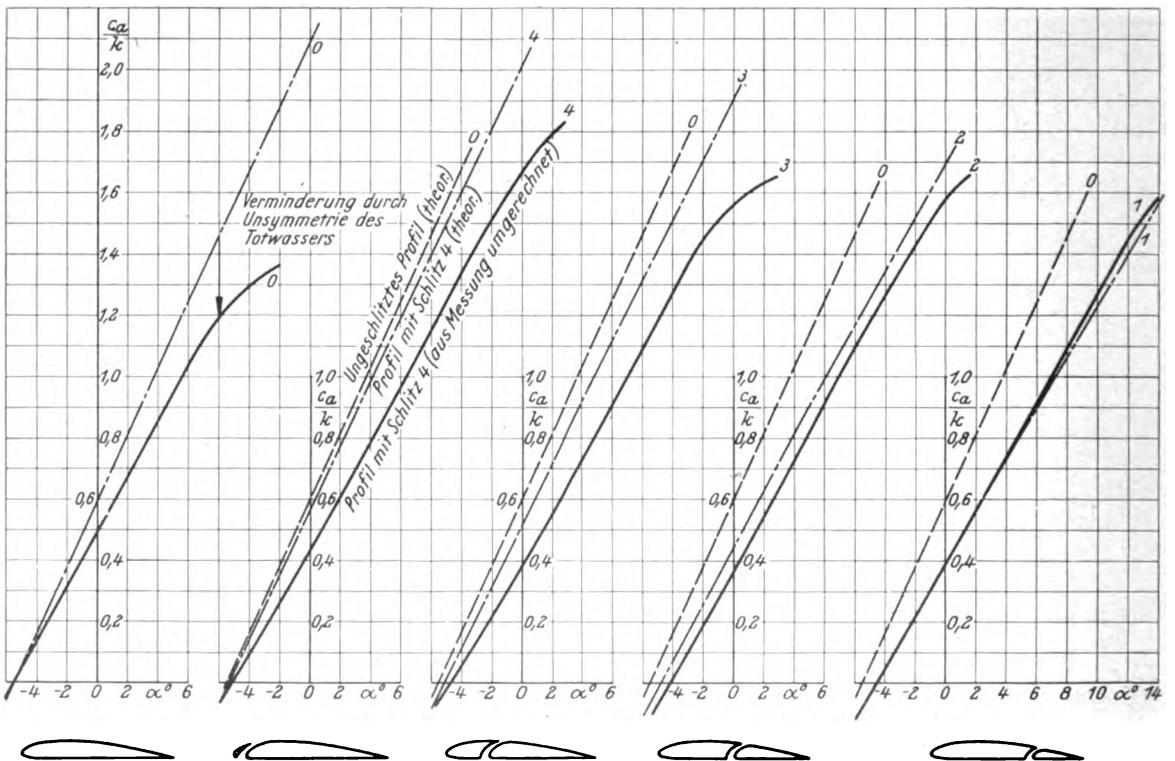


Abb. 9. Auftrieb von Profilen mit einem Schlitz und Auftrieb des ungeschlitzten Profils nach Messung und Rechnung.

Zahlentafel 3.

δ	Schlitz 1			Schlitz 2			Schlitz 3			Schlitz 4				
	$\cos \delta$	$\sin \delta$	$\frac{\Delta c_{a0}}{k \cdot \cos \delta} \left(2\pi - \frac{\Delta c_{a,1/2}}{k} \cdot \sin \delta \right)$	$\frac{c_a}{k}$	$\frac{\Delta c_{a0}}{k \cdot \cos \delta} \left(2\pi - \frac{\Delta c_{a,1/2}}{k} \cdot \sin \delta \right)$	$\frac{c_a}{k}$	$\frac{\Delta c_{a0}}{k \cdot \cos \delta} \left(2\pi - \frac{\Delta c_{a,1/2}}{k} \cdot \sin \delta \right)$	$\frac{c_a}{k}$	$\frac{\Delta c_{a0}}{k \cdot \cos \delta} \left(2\pi - \frac{\Delta c_{a,1/2}}{k} \cdot \sin \delta \right)$	$\frac{c_a}{k}$	$\frac{\Delta c_{a0}}{k \cdot \cos \delta} \left(2\pi - \frac{\Delta c_{a,1/2}}{k} \cdot \sin \delta \right)$	$\frac{c_a}{k}$		
0°	1,000	0,000	-0,0700	0,000	-0,070	-0,055	0,000	-0,055	-0,028	0,000	-0,028	-0,011	0,000	-0,011
10°	0,985	0,174	-0,0689	0,846	0,777	-0,054	0,913	0,859	-0,028	1,005	0,977	-0,011	1,058	1,047
20°	0,940	0,342	-0,0657	1,660	1,594	-0,052	1,792	1,740	-0,027	1,975	1,948	-0,010	2,080	2,070
30°	0,866	0,500	-0,0606	2,430	2,369	-0,048	2,619	2,571	-0,025	2,887	2,862	-0,010	3,040	3,030

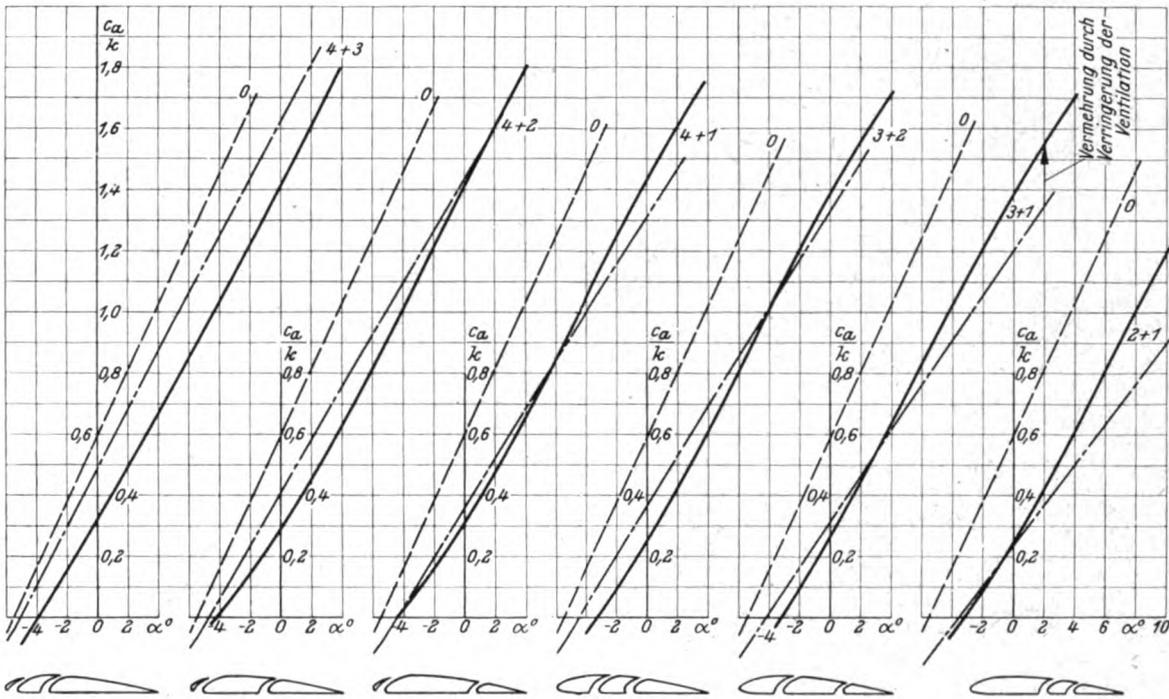


Abb. 10. Auftrieb von Profilen mit zwei Schlitzten und Auftrieb des ungeschlitzten Profils nach Messung und Rechnung.

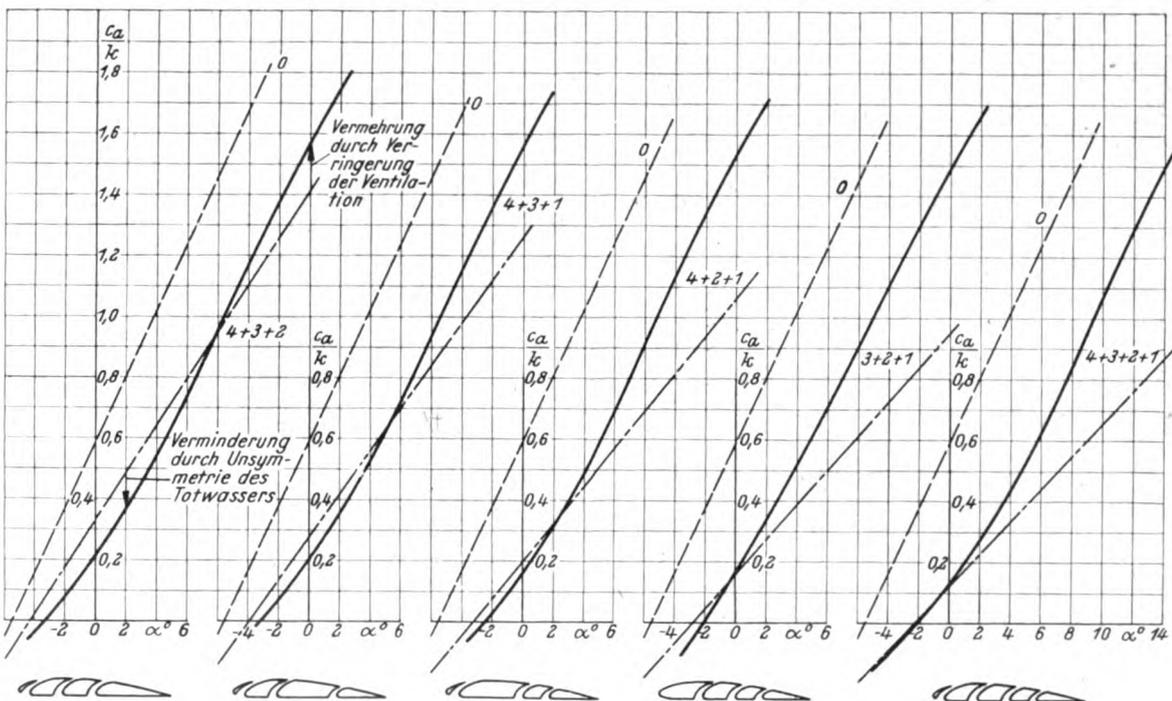


Abb. 11. Auftrieb von Profilen mit drei Schlitzten und Auftrieb des ungeschlitzten Profils nach Messung und Rechnung.

Hiermit werden die gemessenen Anstellwinkel umgerechnet.

Der Auftrieb ist in Nähe der Flügelmitte etwas größer als der mittlere gemessene Auftrieb

$$c_a = \frac{c_{a_m}}{\psi} = \frac{c_{a_m}}{0,85}$$

so daß

$$\frac{c_a}{k} = 1,05 c_{a_m}$$

wird. Hiermit wurde der gemessene Auftriebsbeiwert umgerechnet. Die Umrechnungsergebnisse werden in Abb. 9, 10, 11 aufgetragen.

Die Abweichungen der Versuchsergebnisse sind im wesentlichen durch den Einfluß der Zähigkeit bedingt. Bedeutend ist ja bekanntlich das Zurückbleiben des gemessenen Auftriebs hinter dem errechneten beim ungeschlitzten Profil im nicht abgerissenen Zustande der Strömung bei größerer Anstellung. Ein Teil dieses Abfalls wird aufgehoben durch die Wirkung der Schlitzte insbesondere der weit hinten liegenden Schlitzte, wo die Einwirkung der Ventilation auf die Grenzschicht besonders wirkungsvoll ist. So ist es erklärlich, daß bei geringen Anstellwinkeln die Versuchsergebnisse an Profilen mit den hinten liegenden Schlitzten besser mit der dargelegten Theorie übereinstimmen, als die an Profilen mit nur vorn liegenden Schlitzten oder am ungeschlitzten Profil. Bei größeren Anstellungen aber werden

die theoretisch zugrunde gelegten Ventilationsmengen so groß, daß durch die Reibungswirkungen in den Schlitzten tatsächlich eine Drosselung eintritt. Nicht hinreichende Beeinflussung der Grenzschicht bei weit vorne liegenden Schlitzten und Drosselung des Durchflusses in den Schlitzten gegenüber größeren Durchflußmengen bewirken Abweichungen des wirklichen Verhaltens von dem dargelegten geforderten. Hierdurch sind also die Abweichungen der Versuchsergebnisse zu erklären.

6. Zusammenfassung.

Es gelingt die Strömung um einen geschlitzten Flügel zu berechnen, wenn man das Ausgangsprofil auf einen Kreis abbildet und den Durchfluß durch die Schlitzte durch Senken und Quellen auf dem Bildkreis ersetzt. Der Durchfluß selbst wird durch Betrachtung der Vorgänge bei einer Initialströmung ermittelt. Diese Quellen und Senken haben eine Änderung der Zirkulation und damit des Auftriebs und der Druckverteilung an den Profilen zur Folge. Hierfür werden Formeln angegeben.

Der Vergleich mit Versuchsergebnissen zeigt, daß durch die dargelegte Theorie nicht alles wesentliche erfaßt wird. Die Möglichkeit unsymmetrischer Ausbildung der Grenzschicht und der Drosselung des Durchflusses durch die Schlitzte haben Verschiedenheit der Abweichungen der Versuchsergebnisse zur Folge. Bei weit hinten liegenden Schlitzten ist bei kleinem Auftrieb aber die Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen recht gut.

Zur Berechnung der 3 tiefsten Biegefrequenzen der umlaufenden Schraube.

Von F. Liebers.

Bericht 35/11 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt e. V., Berlin-Adlershof.

Das Schwingungsverhalten der laufenden Luftschaube wird in dem einschlägigen Schrifttum nicht einheitlich beurteilt. Insbesondere gehen die Rechnungsergebnisse für die Frequenz der Oberschwingungen bei Berücksichtigung der Fliehkräfte auseinander.

Die vorliegende Arbeit bezweckt eine Sichtung der zur Ermittlung der Biegefrequenzen vorhandenen Unterlagen und eine Prüfung der Zuverlässigkeit der Berechnungsverfahren.

Gliederung:

1. Einleitung.
2. Grundschiwingung.
3. Oberschwingungen.
4. Anhang: Seilschwingungen.
5. Formelzusammenstellung.
6. Schrifttum.

1. Einleitung.

Unter den möglichen Schwingungsarten von Luftschrauben sind nur die Biegeschwingungen bis zu zahlenmäßigen Ergebnissen untersucht. Nach den zahlreichen Arbeiten und Erfahrungsberichten besteht heute über das Vorkommen der Grund- und 1. und 2. Oberschwingung für Biegung kein Zweifel mehr. Auch eine Reihe von hinreichenden Ursachen zur Schwingungserregung ist bekannt. Die gelegentliche Meinung, daß wegen der großen Luftdämpfung der Oberschwingungen die vom Motor herrührenden Erregungskräfte nicht ausreichen, Biegeschwingungen gefährlicher Amplitude zu erzeugen, dürfte kaum zutreffen. Eine überschlägige Rechnung zeigte für ein praktisches Beispiel, daß die Amplituden der 1. Oberschwingung Beträge der Größenordnung ± 5 cm am freien Blattende erreichen müßten, um den vom Motor stammenden Erregungskräften das Gleichgewicht zu halten. Dabei wurde allerdings jede andere Dämpfung außer der Luftdämpfung vernachlässigt und diese in üblicher quasistationärer Weise berücksichtigt.

Grundlegend für alle anderen Untersuchungen ist aber die genaue Kenntnis der Schwingungszahlen der laufenden Schraube. Selbst hier scheint aber noch eine gewisse Unsicherheit zu herrschen. So werden z. B. in einer jüngst erschienenen Abhandlung von F. W. Caldwell für die Frequenzformeln wieder neue Koeffizienten angegeben, die sich besonders für die Oberschwingungen merklich von den bislang bekannten Werten unterscheiden. Andererseits hat auch die 1933 veröffentlichte Arbeit von M. Hansen und G. Mesmer, die durch Versuche das Auftreten von Oberschwingungen darlegen konnte, teilweise nicht das rechte Bild über die vorausgegangenen Arbeiten gegeben, die sich vornehmlich mit der Grundschiwingung befaßt hatten.

Der Hauptzweck der nachfolgenden Ausführungen soll es deshalb sein, vom heutigen Stande eine Sichtung der zur Frequenzermittlung der laufenden Schraube vorhandenen Grundlagen vorzunehmen, um den tatsächlich erreichten Zuverlässigkeitsgrad wenigstens in diesem Punkt klarzustellen. Dabei läßt sich gleichzeitig eine Ergänzung zur Berechnung der Obertöne nachtragen. Eine sichere Kenntnis der 2. Oberfrequenz z. B. kann auch von Wichtigkeit werden, wenn an die Koppelung mit Torsionsschwingungen gedacht wird, deren Frequenz von derselben Größenordnung ist.

2. Grundschiwingung.

Gewöhnlich wird die Frequenz eines umlaufenden Propellers in der Form angegeben:

$$\lambda^2 = \lambda_0^2 + C \omega^2 \dots \dots \dots (1)$$

(ω = Drehzahl, C = const = Fliehkraftbeiwert, $\lambda_0 = \lambda_{\omega=0}$ = Standfrequenz). Eine große Mannigfaltigkeit solcher Formeln wurde von verschiedenen Verfassern (s. die Aufzählung in [7]) für spezielle einfache Stabformen ausgerech-

net. Je nach den getroffenen Idealisierungen für den den Propeller ersetzenden Stab nahmen dabei die Konstanten λ_0 und C in (1) verschiedene Werte an. Entweder mußte man sich nun damit zufriedengeben, die für ein als typisch gehaltenes Beispiel errechnete Frequenzformel als allgemeingültig für wirkliche Propeller zu betrachten. Dann hatte man jedoch Unsicherheiten in Kauf zu nehmen, die schon für den Fliehkraftbeiwert C in Streuungen von 40% und mehr zum Ausdruck kamen. Z. B.: für die beiden idealisierten Propeller: Querschnitt linear, Trägheitsmoment kubisch und Querschnitt linear, Trägheitsmoment quadratisch abnehmend, wurden die Fliehkraftbeiwerte $C = 1,52$ und $C = 1,08$ errechnet. Oder — erklärte man mit Recht solche Abweichungen als zu große Unsicherheit — so mußte aus der möglichst genau berücksichtigten Stabform jedes einzelnen Propellers die Biegelinie ermittelt und daraus der Fliehkraftbeiwert C jedesmal neu berechnet werden. (So wurde es z. B. in der erstmals eine Fehlerabschätzung der Konstanten C enthaltenden Arbeit von Southwell und Gough [2] gefordert.) Die rechnerische Ermittlung des Fliehkraftinflusses auf diesem Wege ist eine recht mühevoll Arbeit, besonders da sie auch noch für die Oberschwingungen auszuführen ist. Man wird diesen Weg nicht gehen (er ist übrigens auch nie gegangen worden; sämtliche Verfasser beschränken sich auf die Mitteilung von Idealfällen, wie sie durch obiges Beispiel gekennzeichnet sind), wenn man anders zu einer einfacheren Lösung gelangt, die gleichzeitig den physikalischen Bedingungen der Aufgabe besser gerecht wird.

Tatsächlich liegen nämlich die Verhältnisse bezüglich der Frequenzerhöhung der laufenden Schraube viel einfacher als es nach den Unterschieden in den Ergebnissen der älteren Literatur den Anschein hat. Diese wurden sämtlich hergeleitet unter Zugrundelegung der elastischen Linie des nichtumlaufenden Stabes, sie gelten also streng genommen nur für sehr kleine Drehzahlen. Für diese ist der wahre Wert des Fliehkraftbeiwertes C aber überhaupt nur von geringer Bedeutung, da die prozentuale Erhöhung der Frequenz ohnehin klein ist. Bei den für Propeller als Höchstwert in Frage kommenden Drehzahlen $\omega/\lambda_0 \approx 1,5$ beträgt jedoch die Frequenzerhöhung durch die Fliehkräfte etwa 100% und im praktisch wichtigeren Drehzahlbereich $\omega/\lambda_0 \approx 1$ auch schon rd. 50%. Für diese Verhältnisse muß sich bereits die nivellierende Wirkung der Fliehkraft bemerkbar machen, die sich darin ausdrückt, daß mit wachsenden Fliehkräften die Schwingungsformen der verschieden gestalteten Stäbe sich immer mehr angleichen und der Schwingungslinie des biegeweichen Seiles nähern. Die letztere und ebenso die tiefste Schwingungszahl des Seiles sind aber unabhängig von der Massenverteilung über die Länge (s. Anhang). Die großen Streuungen des Fliehkraftbeiwertes C nach den früheren Untersuchungen können also schwerlich reell sein, sobald die Fliehkräfte gegenüber den elastischen Kräften ins Gewicht fallen.

Das war im Grunde das Ergebnis der in [3, 4, 6] vom Verfasser durchgeführten Untersuchung, in der sich die das Problem sehr vereinfachende Feststellung machen ließ, daß die Biegefrequenzen zweier rotierender Stäbe, deren Gestalt beträchtlich verschieden sein kann, doch praktisch übereinstimmen, wenn nur ihre Standfrequenzen übereinstimmen. Dabei läßt sich abschätzen, daß auch Abweichungen von der geraden, unverwundenen Stabform, wie sie beim Propeller vorkommen, in die Betrachtung miteingeschlossen werden dürfen. Denn in diesem Fall ändern sich zwar die elastischen Eigenschaften (Erhöhung von λ_0 infolge Verwindung), aber für die zusätzliche Frequenzerhöhung durch die Fliehkräfte spielt in erster Linie nur die Massenverteilung längs der Stabachse (und nicht die Querschnittsorientierung) eine Rolle.

Der Fliehkrafteinfluß erwies sich somit als praktisch unabhängig von der Propellergestalt (also auch von fehlerhaften Idealisierungen der Propellergestalt). War er einmal ermittelt, so blieb für jeden Einzelfall nur noch die Bestimmung der Standfrequenz λ_0 . Diese ist selbstverständlich von der Gestalt und den sonstigen Besonderheiten jeder Schraube stark abhängig; ihr wahrer Wert muß irgendwie ermittelt werden (am einfachsten und zuverlässigsten durch einen Versuch).

Die rechnerische Untersuchung dieser Zusammenhänge ([3, 4]) war zwar keine mathematisch exakte Behandlung der Aufgabe, konnte aber auf Grund des Rayleighschen Minimalgesetzes eine ausreichend gesicherte Näherungslösung in folgender Gestalt liefern:

$$\lambda^2 = [X_1 \cdot \lambda_0^2 + X_2 \cdot \omega^2]_{\min} = F_1 \cdot \lambda_0^2 + F_2 \cdot \omega^2 \dots (2)$$

wo X_1, X_2 Funktionen der Stabform und der Schwingungslinie, F_1, F_2 ihre Werte nach der Minimumbildung sind, mit der Eigenschaft, bei festgehaltenem λ_0 gegen weitgehende Abänderungen der Stabform¹⁾ fast unempfindlich (invariant) zu sein. Gl. (2) wurde numerisch errechnet und dann, um von einer Zahlentafel oder Kurvendarstellung (s. Abb. 8 in [4]) unabhängig zu sein, durch folgende Interpolationsformel ersetzt:

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = 1 + \frac{7 \left(\frac{\omega}{\lambda_0}\right)^2}{6 + 7 \left(\frac{\omega}{\lambda_0}\right)} \dots (2)$$

die noch mit einem Korrekturfaktor zur Berücksichtigung des Nebeneinflusses versehen wurde. Es ist jedoch so — worauf Hansen und Mesmer [7] an Hand verschiedener bezüglich Querschnitt- und Trägheitsmomentenverlauf vermessener Luftschrauben mit Recht hinweisen — daß für übliche Verhältnisse der Korrekturfaktor so wenig von 1 verschieden ist (s. Gl. (32) in [4]), daß er am einfachsten ganz fortgelassen wird. Bei vielen Schrauben ist die Auffassung von einer steifen Nabe überhaupt unberechtigt²⁾.

Bei Hansen und Mesmer werden jedoch Einwände gegen die vom Verfasser vorgenommenen Idealisierungen der Blattgestalt und die damit verknüpfte Willkür in der Festlegung des maßgeblichen Wurzelquerschnitts gemacht. Diese Einwände sind nach den obigen Darlegungen über Gl. (2), gegebenenfalls³⁾ im Verein mit der Geringfügigkeit des Nebeneinflusses, gegenstandslos, sobald die wahre Standfrequenz λ_0 bekannt (z. B. experimentell bestimmt worden) ist, wie es ausdrücklich besonders in unserer letzten Veröffentlichung [6] vorausgesetzt wurde.

Die Schreibweise von Gl. (3) ist als Interpolationsformel völlig willkürlich. Sie ist nicht geschickt gewählt im Hinblick auf einen schnellen Vergleich mit Ergebnissen der Gestalt (1). Durchsichtiger ist es, die numerisch errechnete Frequenz λ^2 zur Angleichung an die Schreibweise (1) nach Potenzen von ω^2 zu entwickeln. Bei Zugrundelegung von 4 konkreten Werten (was völlig ausreicht):

$$\left. \begin{aligned} \frac{\lambda}{\lambda_0} &= 1 & \text{für } \frac{\omega}{\lambda_0} &= 0 \\ &= 1,16 & &= 0,5 \\ &= 1,51 & &= 1 \\ &= 1,95 & &= 1,5 \end{aligned} \right\} \text{ s. [4, Abb. 8]}$$

kommt so an Stelle von (3):

$$\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2 = 1 + 1,43 \left(\frac{\omega}{\lambda_0}\right)^2 - 0,20 \left(\frac{\omega}{\lambda_0}\right)^4 + 0,05 \left(\frac{\omega}{\lambda_0}\right)^6 \dots (4)$$

¹⁾ Die Abwandlung der Stabform erstreckte sich vom zylindrischen Stab bis zum linear und quadratisch verjüngten Stab bei jeweils gleichzeitiger Verjüngung des Querschnittsträgheitsmoments vom linearen bis zum kubischen Gesetz.

²⁾ Erscheint in besonderen Fällen (und für Drehzahlen $\omega > \lambda_0$) eine gänzliche Außerachtlassung der Nabe nicht angebracht, so bedeutet eine Verschätzung der Nabengröße nur einen Fehler an einer kleinen Korrektur.

³⁾ d. h. bei extremen Abweichungen der Blattform in Wurzelnähe von den einfachen Formen, denen gegenüber sich Gl. (2) als invariant erwiesen hatte.

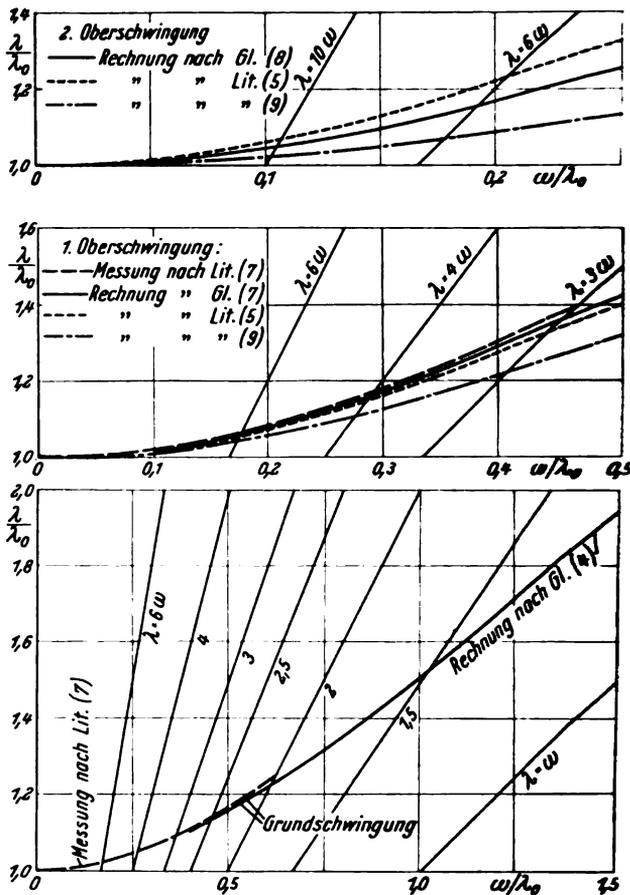


Abb. 1. Schwingungszahlen der laufenden Schraube in Abhängigkeit von der Drehzahl. Schwingungszahlen λ und Drehzahl ω sind bezogen auf die Standfrequenz λ_0 . Die Maßstäbe von ω/λ_0 sind so gewählt, daß jede Abb. etwa den Betriebsdrehzahlbereich üblicher Luftschrauben umfaßt. λ/λ_0 ist überall in demselben Maßstab ω/λ_0 bezeichnet, um die prozentuale Frequenzerhöhung in den 3 Fällen deutlich zu machen.

gültig für $0 \leq \omega/\lambda_0 \leq 1,5$. Aus der Schreibweise (4) liest man nun sofort ab: für ω/λ_0 klein gegen 1 kommt man mit dem 1. und 2. Glied aus; für ω/λ_0 in der Umgebung von 1 und darüber werden die höheren Potenzen von Bedeutung. Außerdem ist nunmehr über den Koeffizienten von ω^2 in begründeter Weise, gültig für alle praktisch möglichen Propellerformen, entschieden. (Der Wert 1,43 kann sich auch nicht mehr merkbar bei Vervollständigung der Reihe (4) ändern.)

An Hand der Schreibweise (4) wird jetzt die versuchsmäßige Bestätigung der theoretischen Frequenz der laufenden Schraube besonders augenfällig. Denn zieht man z. B. die an Schraubenmodellen ausgeführten Versuche von Hansen und Mesmer [7] heran, so wird dort erstens für 8 verschiedene Schrauben ein und dieselbe Abhängigkeit der Frequenz von der Drehzahl festgestellt und zweitens wird diese durch Formel (1) mit $C = 1,45$ wiedergegeben. Die Messungen reichen bis zur Resonanzdrehzahl $\omega = \frac{\lambda}{2}$ (2 Erregungen je Umlauf). Bis zu diesem Wert ist die Übereinstimmung mit (4) praktisch vollkommen (Abb. 1). Die Ausdehnung der Messungen bis zur nächsten Resonanzstelle $\omega = \frac{\lambda}{1,5}$ (möglich für Schrauben auf 6- oder 12-Zylinder-Motor) wäre von Interesse gewesen; wir nehmen an, daß sich Abweichungen gegen die einfache Extrapolation mit $C = 1,45$ gezeigt hätten.

Die von uns an einfachen Stäben angestellten Versuche [6], die durch Übertreibungen aller bei Schraubenblättern möglichen Besonderheiten (Verwindung, Krümmung, Nabe) und durch Ausdehnung auf größere ω/λ_0 -Werte die theoretischen Behauptungen erhärten sollten, hatten auch bereits

die weite Gültigkeit der angesetzten Frequenzformeln gezeigt⁴⁾.

Nach diesen ausführlichen Erörterungen über eine begründete allgemeingültige Formel und ihre versuchsmäßige Bestätigung dürfte die sichere Ermittlung der Grundschwingungszahl der laufenden Schraube nicht mehr zu bezweifeln sein. Es bleibt nur noch, eine Bemerkung über die Bestimmung der Standfrequenz λ_0 zu machen:

Gl. (4) sagt über den Wert von λ_0 nichts aus; seine Bestimmung ist eine Frage für sich, die sich aber in fast allen Fällen in zuverlässiger und einfacher Weise experimentell beantworten läßt. Selbst bei Entwicklung eines neuen Modells wird im allgemeinen Gelegenheit zur Ausführung eines Versuches bestehen. Ist man auf eine rechnerische Ermittlung angewiesen, so stehen gewisse graphische und numerische Iterationsverfahren zur Verfügung, z. B. bei Southwell [1], Hohenemser [5], Hansen und Mesmer [7] u. a., deren Ergebnisse jedoch nur eingeschränkte Sicherheit besitzen, da sie ohne gewisse Vernachlässigungen (Verwindung, Krümmung) bzw. Schätzungen (Metallkanten, Propellermantel usw.) nicht durchführbar sind — ganz abgesehen von der unsicheren Kenntnis der Materialkonstanten (E-Modul, Dichte) in vielen Fällen (Holzschrauben). Neben diesen Umständen liegt eine oft unterschätzte Fehlerquelle in der Voraussetzung absolut fester Einspannung an der Wurzel, da die Frequenz bezüglich der Randbedingung ziemlich empfindlich ist⁵⁾. Einige praktische Beispiele zur Berechnung der Standfrequenz λ_0 (für Grund- und 1. Oberschwingung) finden sich in der Arbeit von Hansen und Mesmer. Dort wird die Rechnung an Modellen (1:10) experimentell nachgeprüft. Die Übereinstimmung fällt meist recht günstig aus, doch kommen auch Abweichungen bis zu 13% vor, wobei es auffällt, daß die Rechenwerte fast durchweg über den Meßwerten liegen, während man das Umgekehrte erwarten sollte, da rechnerungsmäßig die Stabverdrillung außer acht bleibt. Bei der Möglichkeit von Abweichungen der genannten Größenordnung und bei wahrscheinlich größeren Fehlern in weniger übersichtlichen Fällen bleibt also anzuraten, möglichst noch nachträglich einen Kontrollversuch auszuführen.

Zum Schluß werde auf eine neuere Arbeit von Reißner hingewiesen [8], die Biegeschwingungen von Propellern unter Berücksichtigung kleiner Krümmung und beliebig großer anfänglicher Verwindung untersucht. Die letztere übt einen Einfluß 1. Ordnung auf die Biegeschwingungen aus. Zahlenmäßige Angaben sind noch nicht veröffentlicht, werden aber für eine 2. Mitteilung angekündigt.

3. Oberschwingungen.

Die erste Veröffentlichung über Oberschwingungen umlaufender Stäbe wurde von K. Hohenemser gemacht [5]. Hohenemser gewinnt die Oberschwingungszahlen als Grundfrequenzen eines durch Lager in den Knotenpunkten veränderten Stabes, nachdem die Knoten mittels einer Maximalbedingung aufgesucht wurden. In einem Beispiel wird der Fliehkraftbeiwert nach Gl. (1) für die 1. Oberschwingung zu $C = 3,9$ und für die 2. Oberschwingung zu $C = 12,2$ errechnet. — Bald danach erschien die Veröffentlichung der Versuche von Hansen und Mesmer [7], die erstmals das Auftreten der 1. Oberschwingung neben der Grundschwingung gezeigt hatten. Für die 1. Oberschwingung wurde den Versuchen $C = 4,4$ entnommen. — In dem eingangs erwähnten Aufsatz von F. W. Caldwell [9] werden jetzt für die 1. Ober-

schwingung $C = 3$ und für die 2. Oberschwingung $C = 4,5$ vorgeschlagen.

Die angegebenen Zahlen streuen nicht unerheblich. Es läßt sich jedoch schon mit einfachen Mitteln ein gutes Urteil über die möglichen Fliehkraftbeiwerte der Oberschwingungen gewinnen. Zu dem Zweck möge zunächst kurz das Verfahren nachgetragen werden, das vom Verfasser zur Oberschwingungsberechnung benutzt und auf das bereits in [6] in einer Anmerkung hingewiesen wurde. Daran anschließend kann unter Benutzung von Gedankengängen, wie sie die Arbeit von K. Hohenemser enthält, eine sehr enge Fehlerabschätzung vorgenommen werden.

Allgemein folgt für eine Eigenschwingung $y(\xi) \sin \lambda t$ aus dem Energiesatz die wahre Frequenz

$$\lambda^2 = \frac{U_E(y)}{T(y)} + \frac{U_F(y)}{T(y)} = \lambda_0^2(y) + \lambda_{\omega}^2(y) \dots (5)$$

wenn die wahre Schwingungslinie $y(\xi)$ eingesetzt wird. U_E ist die potentielle Energie der elastischen Kräfte, U_F die der Fliehkräfte und $T \cdot \lambda^2$ die kinetische Energie. λ_0^2 und λ_{ω}^2 sind nur Abkürzungen für die beiden links stehenden Summanden. Nun gilt nach Rayleigh, daß bei kleiner Variation von y — sowohl für die Grund- wie die Oberschwingungen — sich die aus (5) errechnete entsprechende Frequenz nur um eine kleine Größe 2. Ordnung ändert. Während aber im Fall der Grundschwingung auf diese Weise eine obere Schranke erhalten wird, ist von den näherungsweise ermittelten Obertönen von vornherein nicht ausgemacht, ob sie zu große oder zu kleine Werte darstellen.

Nun muß die wahre Eigenfunktion $y(\xi)$ in (5) zwischen den Schwingungslinien $y_E(\xi)$ und $y_F(\xi)$ liegen, die jeweils gültig sind, wenn nur die elastischen bzw. nur die Fliehkräfte auf den Stab als wirksam betrachtet werden. Da diese ohnehin wenig verschieden sind (wie sich unten zeigen wird), liefert (5) also Näherungen, wenn die eine oder die andere der Funktionen y_E und y_F eingesetzt wird. Eine dritte Näherung entsteht, wenn in den ersten Summanden von (5) y_E , in den zweiten y_F eingesetzt wird. Dann werden diese einzeln gleich λ_0^2 bzw. λ_{ω}^2 (λ_{ω} = Frequenz unter alleiniger Wirkung der Fliehkraft) und da nach Rayleigh der Ersatz von y_E bzw. y_F durch y nur kleine Fehler zur Folge hat, ist also auch

$$\lambda^2 = \lambda_0^2 + \lambda_{\omega}^2 \dots (6)$$

eine Näherung. (Wir behaupten aber nicht, wie das bei der Grundfrequenz möglich war, daß (6) unbedingt eine untere Schranke sei.) Die beiden erstgenannten Näherungen lauteten:

$$\lambda^2 = \lambda_0^2(y_E) + \lambda_{\omega}^2(y_E) = \lambda_0^2 + \lambda_{\omega}^2(y_E) \dots (6a)$$

und

$$\lambda^2 = \lambda_0^2(y_F) + \lambda_{\omega}^2(y_F) = \lambda_0^2(y_F) + \lambda_{\omega}^2 \dots (6b)$$

Die Form (6) ist die einfachste: Da die rechnerische Bestimmung der Standfrequenz λ_0 (zu der dasselbe zu sagen ist wie im Falle der Grundschwingung) normaler Weise durch den Versuch umgangen werden kann, ist nur noch λ_{ω} zu ermitteln. λ_{ω} ist die Frequenz bei Nichtbeachtung der elastischen Kräfte, also einfach die Frequenz des biegungsweichen Seiles, die nur noch von der Massenverteilung abhängt. Sie ist leicht zu berechnen, und zwar genügt es, sie einmal zu berechnen, da für praktisch alle Schraubenformen die Massenverteilung genau genug als linear anzusetzen ist, indem man die merklichen Abweichungen von dieser Annahme in Nähe der Blattwurzel vernachlässigt, weil sie die Seilfrequenz kaum zu beeinflussen vermögen. Die Berechnung von λ_{ω} ist im Anhang bis zur 2. Oberschwingung durchgeführt. Setzt man die gefundenen Werte in (6) ein, so erhält man für die

$$1. \text{ Oberschwingung: } \lambda^2 = \lambda_0^2 + 4,15 \omega^2 \dots (7)$$

$$2. \text{ " " " } \lambda^2 = \lambda_0^2 + 9,2 \omega^2 \dots (8)$$

als allgemein verwendbare Näherungsformeln. Damit konnte die Aufgabe zunächst als erledigt angesehen werden.

Wir können uns aber jetzt unter nachträglicher Verwendung der Formulierungen von Hohenemser [5] über die

⁴⁾ Bei diesen Versuchsbedingungen mußten alle Abweichungen zwischen Rechnung und Versuch besonders deutlich werden, was an zwei nach Art der Formel (1) gerechneten Beispielen gezeigt wurde. Die hierzu geäußerte Kritik von Hansen und Mesmer [7] geht aber fehl, wenn sie meint, daß bei dem zum Vergleich benutzten Fall des zylindrischen Stabes in (1) der Wert $C = 1,52$ einzusetzen sei. Sowohl in R. u. M. 488 (Berry) wie in R. u. M. 766 (Southwell u. Gough) wird für den zylindrischen Stab $C = 1,19$ errechnet. Der Wert 1,52 für den Keil wurde zwar besser passen, was nach (4) nicht wunderbarlich, aber ebenso zufällig ist wie, daß etwa der Wert $C = 1,08$, der grundsätzlich den gleichen Anspruch auf Allgemeingültigkeit hat (s. oben 2. 1. Absatz), nicht passen würde.

⁵⁾ Bezüglich dieser Bedingung ist auch ein Schluß vom Modellversuch auf die Großausführung nicht sicher.

Maximum-Minumeigenschaften der höheren Eigenfrequenzen eine gewisse Rechenschaft darüber geben, welche möglichen Fehler in Näherungen der Art (6) — (6b) enthalten sein können. Es ist nämlich die Annahme berechtigt, daß die Knoten des Stabes, der nur elastischen oder nur Fliehkräften ausgesetzt ist, in beiden Fällen sehr nahe beieinander liegen. Beim zylindrischen Stab z. B. liegt der Knoten der 1. Oberschwingung das eine Mal bei $\xi = 0,78$, das andere Mal bei $\xi = 0,775 (= \sqrt{0,6}$, aus Gl. (11) des Anhangs zu entnehmen). Da weiter die Frequenz (wegen der von Hohenemser angegebenen Extremalbedingung für die Knotenlagen) gegen kleine Abweichungen der Knotenlagen von den wahren recht unempfindlich ist, besteht die Möglichkeit, ohne großen Fehler zu begehen, die Oberschwingungen des Stabes als Grundschwingung eines Ersatzstabes mit Lagern in den Knotenpunkten zu betrachten, die man entweder aus der wahren Schwingungslinie des elastischen Stabes oder aus der Seilschwingungslinie entnimmt. Für die Grundschwingung des Ersatzstabes ist dann die mittels der Biegelinie y_E oder y_F errechnete Frequenz eine obere Schranke und damit auch für die Oberschwingung des ursprünglichen Stabes. Man darf dabei jedoch nicht vergessen, daß diese Überlegung nicht streng ist und daß im ungünstigen Fall, wo die Abweichung der wahren Knotenlagen von den angenommenen einen *endlichen* Betrag erreicht, auch einmal eine zu kleine Näherungsfrequenz der betreffenden Oberschwingung herausgerechnet werden kann. In einem strengeren Sinne gelten auch die von Hohenemser angegebenen oberen Schranken nicht, denn diese sind die Näherungen (6a).

Unter diesem Vorbehalt kann man aber alle Sätze, die für die Grundschwingung des mit Lagern in den Knoten versehenen Ersatzstabes gelten, auch für die Oberschwingung des ursprünglichen Stabes aussprechen. D. h., es sind die Werte (6a) und (6b) zwei obere Schranken und der Wert (6) eine untere Schranke für die wahre Frequenz. Man hat jetzt folgendes Bild, das am besten an Hand der 1. Oberschwingung des zylindrischen Stabes beschrieben sei, da für diesen alle Zahlenwerte exakt bekannt sind:

Mit den üblichen Zeichen für Steifigkeit, Masse, Länge kommt in diesem Beispiel für Näherung (6):

$$\lambda_0^2 + \lambda_m^2 = 22,034^2 \frac{EJ}{m l^4} + 6 \omega^2 < \lambda^2 \dots (I)$$

(Der Wert λ_0^2 ist bekannt, $\lambda_m^2 = 6 \omega^2$ ist dem Anhang zu entnehmen.) Ebenso kommt für (6a):

$$22,034^2 \frac{EJ}{m l^4} + 7,0 \omega^2 = \lambda_0^2 + 1,167 \lambda_m^2 > \lambda^2 \dots (II)$$

(vgl. Gl. (5) bei Hohenemser⁶⁾) und für (6b) (y_F ist Gl. (11) des Anhangs mit $C = 6$ zu entnehmen):

$$22,913^2 \frac{EJ}{m l^4} + 6 \omega^2 = 1,081 \lambda_0^2 + \lambda_m^2 > \lambda^2 \dots (III)$$

und zwar in der Art, wie die Skizze (Abb. 2) deutlich macht. (In Wahrheit schmiegen sich die Kurven viel enger aneinander. Abb. 3 gibt maßgerecht die prozentualen Unterschiede

⁶⁾ Dort wird nur für λ_0 — statt 22,03 — 22,6 nach dem benutzten Iterationsverfahren ermittelt.

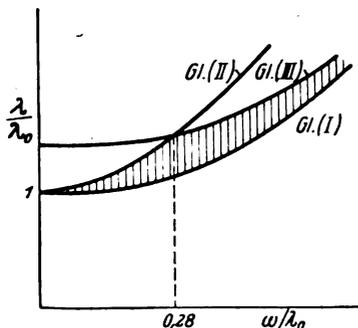


Abb. 2. Skizze zur Veranschaulichung der 3 Näherungen (I) — (III).

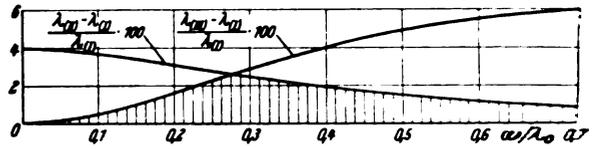


Abb. 3. Unterschiede der nach (II), (III) gerechneten Frequenzen in Hundertstel der nach (I) gerechneten Frequenz.

der nach (I), (II), (III) gerechneten Frequenzen an.) Die wahre Frequenz ist nun durch zwei obere Schranken, von der die eine bei kleineren, die andere bei größeren Drehzahlen günstiger ist, und eine untere Schranke eingegrenzt. Sie muß in dem schraffierten Gebiet liegen. Da der größtmögliche Spielraum im Einengungsgebiet (beim Schnitt der beiden oberen Grenzen: $\omega/\lambda_0 = 0,28$) weniger als 3% beträgt, kann man sich mit den Lösungen zufriedengeben und wird wegen der einfachen Schreibweise und des in ω unbeschränkten Gültigkeitsbereiches die untere Grenze $\lambda_0^2 + \lambda_m^2$ als die geeignetste Formel auswählen. (Für die Grundschwingung liegen die Verhältnisse nicht so günstig, da in diesem Fall y_E und y_F mehr abweichen.)

Nach dieser grundsätzlichen Erörterung des Genauigkeitsgrades von Näherungen der Form (6) kehren wir zu unserer praktischen Aufgabe, d. h. zu den speziellen Formeln (7) und (8) zurück. Die einzige Unsicherheit in ihnen dürfte jetzt nur noch die generelle Annahme des linearen Querschnittsverlaufs sein. Zur Prüfung der 1. Oberschwingung — Formel (7) — stehen wieder die Versuche an Schraubenmodellen von Hansen und Mesmer zur Verfügung, die den gemessenen Fliehkraftbeiwert 4,4 lieferten. Die Messungen reichen bis zur Stelle $\lambda = 3 \omega$. Abb. 1 zeigt, wie weitgehend Versuch und Theorie übereinstimmen.

Der von Hohenemser angegebene Wert $C = 3,9$ liegt sehr nahe am Wert (7). Der ebenfalls in Abb. 1 eingetragene Wert von Caldwell mit $C = 3,0$ weicht beträchtlich ab und führt bei der Bestimmung der Resonanzdrehzahlen schon zu unzulässig großen Unsicherheiten. Auf Grund der übrigen begründeten Ergebnisse wird man ihn ausschalten dürfen.

Die 2. Biegeoberschwingung der Luftschraube muß auch noch in den Bereich der praktischen Betrachtung gezogen werden, da z. B. bei dünnen Metallschrauben die 6. Harmonische des Drehmomentenverlaufs mit ihr bei im Betrieb vorkommenden Drehzahlen in Resonanz geraten kann. Es liegen auch Berichte aus der Praxis vor, die die 2. Oberschwingung als Ursache von Schraubenschäden verantwortlich machen (vgl. [10]). Ferner ist die 2. Oberschwingung von Interesse, da ihre Frequenz in die Nähe der Torsionsfrequenz ([3, 4]) der Schraube kommt, so daß die Möglichkeit einer stärkeren Koppelung gegeben ist. — Für die 2. Oberschwingung der umlaufenden Schraube liegen nirgends Versuche vor. In Abb. 1 ist der Wert (8) eingetragen, ferner der von Hohenemser angegebene Wert mit $C = 12,2$ und der Wert von Caldwell $C = 4,5$. Die beiden erstgenannten Werte zeigen noch erträgliche Abweichungen; da jedoch für die 2. Oberschwingung bei Hohenemser nur eine recht überschlägige Rechnung durchgeführt ist (vgl. [5]) und da unser Verfahren sich bereits bei der 1. Oberschwingung sehr gut bewährt hat, kann der Wert (8) als der sicherere gelten. Der letzte Wert 4,5 ist offenbar viel zu klein.

Nach dieser eingehenden Diskussion dürfte man das Kapitel der Biegeschwingungen von Luftschrauben, soweit es die Ermittlung der Schwingungszahlen betrifft, als erledigt und seine Ergebnisse als ausreichend gesichert ansehen können. (Die wichtigsten Formeln sind im Schlußabsatz noch einmal zusammengestellt.) (Abb. 4 enthält ein praktisches Beispiel.)

Die Resonanzdrehzahlen für m Erregungen je Umlauf sind gegeben durch:

$$\frac{\omega}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{1}{m^2 - C}} \dots (9)$$

Resonanzfälle sind nur möglich für $m^2 > C$; andernfalls sind die Schnittpunkte der Geraden $\lambda = m \omega$ mit den Frequenzkurven imaginär oder liegen im Unendlichen. Sind

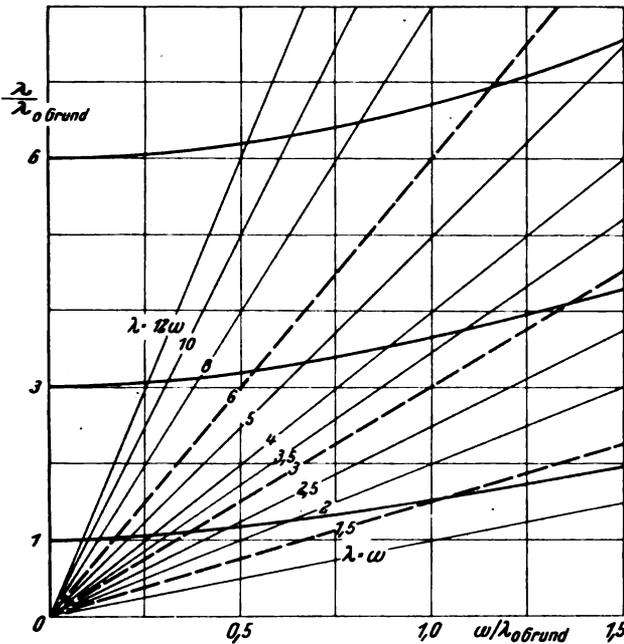


Abb. 4. Frequenzen der Grund- und 1. u. 2. Oberschwingung für ein praktisch mögliches Beispiel, bei dem sich die 3 Standfrequenzen wie 1:3:6 verhalten. Die gestrichelten Geraden schneiden die Frequenzkurven bei den praktisch größtmöglichen Resonanzdrehzahlen.

die aus (9) errechneten ω größer als rd. das 1,5fache der Standfrequenz für die Grundschwingung, so sind sie praktisch bedeutungslos, da sie oberhalb vorkommender Drehzahlen liegen.

4. Anhang: Seilschwingungen.

Mit $y(x)$ = Seillinie (freies Seilende bei $x = l$), t = Zeit, m = Masse, S = Spannung lautet die Differenzialgleichung der Seilschwingung:

$$m \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left(S \frac{\partial y}{\partial x} \right), \text{ wo } S = \omega^2 \int_0^l m x dx.$$

Führt man zur Vereinfachung die neue Variable $z = 1 - \frac{x}{l}$ ein, so kommt

1. für $m = \text{const.}$:

$$\frac{2}{\omega^2} \frac{\partial^2 y}{\partial z^2} = 2(1-z) \frac{\partial y}{\partial z} + z(2-z) \frac{\partial^2 y}{\partial z^2}.$$

Mit dem Ansatz für die Eigenschwingungen

$$y = y(z) \sin \lambda t$$

und nach Einführung der Abkürzung $\frac{\lambda^2}{\omega^2} = C$ entsteht daraus die gewöhnliche Differenzialgleichung 2. Ordnung:

$$\frac{d^2 y}{dz^2} z(2-z) + \frac{d y}{dz} 2(1-z) + 2 C y = 0 \dots (10)$$

vom Typus der Besselschen Differenzialgleichung. Setzt man die Lösung als Potenzreihe an und bestimmt deren Koeffizienten aus der Differenzialgleichung, so erhält man

$$y(z) = 1 - C z + \frac{C(C-1)}{4} z^2 - \frac{C(C-1)(C-3)}{4 \cdot 9} z^3 + \frac{C(C-1)(C-3)(C-6)}{4 \cdot 9 \cdot 16} z^4 \mp \dots (11)$$

Aus der Randbedingung $y(1) = 0$, die sich, wie schnell zu sehen, auch in Gestalt des unendlichen Produktes:

$$y(1) = 0 = (C-1)(C-6)(C-15)(C-28) \dots [C-n(2n-1)] \dots$$

mit sogleich erkennbaren Wurzeln schreiben läßt, ermittelt man die Frequenzen ($C = \frac{\lambda^2}{\omega^2}$): $\lambda^2 = \omega^2$, $\lambda^2 = 6 \omega^2$, $\lambda^2 = 15 \omega^2$ usw. (nicht 1, 3, 6, 10 usw.).

2. Für $m = m_0 z$ kommt an Stelle von (10) die Differenzialgleichung:

$$-\frac{d^2 y}{dz^2} z(3-2z) + \frac{d y}{dz} 6(1-z) + 6 C y = 0$$

mit der Lösung:

$$y(z) = 1 - C z + \frac{C(C-1)}{3} z^3 - \frac{C(C-1)(C-\frac{8}{3})}{3 \cdot 6} z^4 + \frac{C(C-1)(C-\frac{8}{3})(C-5)}{3 \cdot 6 \cdot 10} z^5 - \frac{C(C-1)(C-\frac{8}{3})(C-5)(C-8)}{3 \cdot 6 \cdot 10 \cdot 15} z^6 + \frac{C(C-1)(C-\frac{8}{3})(C-5)(C-8)(C-\frac{35}{3})}{3 \cdot 6 \cdot 10 \cdot 15 \cdot 21} z^7 \mp \dots$$

Aus der Randbedingung $y(1) = 0$ bestimmen sich (nicht so übersichtlich wie im Fall 1) die Wurzeln C und damit die Frequenzen: $\lambda^2 = \omega^2$, $\lambda^2 = 4,15 \omega^2$, $\lambda^2 = 9,2 \omega^2$ usw.

Die Schwingungslinie der Grundschwingung ist bei jeder Massenverteilung eine Gerade, ihre Frequenz gleich der einfachen Drehzahl.

5. Formelzusammenstellung.

Abweichungen in Ergebnissen und Darstellungsform verschiedener Arbeiten über Biegeschwingungen von Propellern veranlaßten eine Sichtung und Ergänzung des Stoffes zwecks Urteilsbildung über die Zuverlässigkeit der mechanischen Unterlagen zur Berechnung der Resonanzdrehzahlen.

Danach kann für die Grundfrequenz einer beliebigen Schraube die theoretische Formel angegeben werden:

$$\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2 = 1 + 1,43 \left(\frac{\omega}{\lambda_0}\right)^2 - 0,20 \left(\frac{\omega}{\lambda_0}\right)^4 + 0,05 \left(\frac{\omega}{\lambda_0}\right)^6$$

gültig für $0 \leq \omega/\lambda_0 \leq 1,5$.

(Eine entsprechende Reihenentwicklung ist auch für den Bereich $0 \leq \omega/\lambda_0 \leq \infty$ anzuschreiben.)

Versuche [7] lieferten:

$$\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2 = 1 + 1,45 \left(\frac{\omega}{\lambda_0}\right)^2$$

Meßbereich $0 \leq \omega/\lambda_0 \leq \frac{1}{2} \frac{\lambda}{\lambda_0}$, d. i. $0 \leq \omega/\lambda_0 \leq 0,626$.

Für die 1. Oberschwingung wird theoretisch ermittelt:

$$\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2 = 1 + 4,15 \left(\frac{\omega}{\lambda_0}\right)^2$$

gültig für $0 \leq \omega/\lambda_0 \leq \infty$.

Versuche [7] ergaben:

$$\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2 = 1 + 4,4 \left(\frac{\omega}{\lambda_0}\right)^2$$

Meßbereich $0 \leq \omega/\lambda_0 \leq \frac{1}{3} \frac{\lambda}{\lambda_0}$, d. i. $0 \leq \omega/\lambda_0 \leq 0,466$.

Für die 2. Oberschwingung liegen Versuche nicht vor. Als theoretischer Wert wird errechnet:

$$\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2 = 1 + 9,2 \left(\frac{\omega}{\lambda_0}\right)^2$$

gültig für $0 \leq \omega/\lambda_0 \leq \infty$.

Die Resonanzdrehzahlen liegen bei

$$\frac{\omega}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{1}{m^2 - C}}$$

wo λ_0 die Standfrequenzen, C die Koeffizienten von $\left(\frac{\omega}{\lambda_0}\right)^2$ in obigen Formeln für Grundfrequenz, 1. und 2. Oberfrequenz und m die Zahl der Erregungen je Umlauf bedeuten. Für die Grundschwingung kann bei großen Drehzahlen ($\omega/\lambda_0 \geq 1$) Formel (4) mit den höheren Potenzen benutzt werden.

6. Schrifttum.

- [1] Southwell, Graphical method for determination of the frequencies of lateral vibrations, *Phil. Mag.* (41) 1921.
- [2] Southwell und Gough, On the free transverse vibrations of airscrew blades, *RC Rep.* 766, 1921—22.
- [3] Liebers, Zur Theorie der Luftschraubenschwingungen, *Z. techn. Phys. Jg.* 10 (1929) Nr. 9.
- [4] Liebers, Resonanzschwingungen von Luftschrauben, *Luftf.-Forschg.* Bd. 7 (1930) *DVL-Jahrbuch* 1930.
- [5] Hohenemser, Beitrag zur Dynamik des elastischen Stabes mit Anwendung auf den Propeller, *Z. Flugtechn. Motorluftsch.* Bd. 23 (1932).
- [6] Liebers, Versuche über Luftschraubenschwingungen *ZFM* 23, 1932.
- [7] Hansen und Mesmer, Luftschraubenschwingungen. *Z. Flugtechn. Motorluftsch.* Bd. 24 (1933).
- [8] Reißner, Formänderung, Spannung und kleinschwingungen von Stäben mit anfänglicher Krümmung und Verwindung, die um eine Querachse rotieren. *Ing.-Arch.* Bd. 4 (1933).
- [9] Caldwell, Aircraft-Propeller Development and Testing Summarized, *J. SAE* Bd. 35 (1934).
- [10] Couch, A study of propeller vibration, *Aviation* Bd. 33 (1934).

Vergleichsversuche in verschiedenen CFR-Motoren.

Von A. v. Philippovich und F. Seeber.

Bericht 35/12 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, e. V., Berlin-Adlershof.

Bei früher durchgeführten motorischen Vergleichsversuchen an Kraftstoffen hatte sich gezeigt, daß selbst bei Anwendung gleicher Versuchsverfahren Unterschiede zwischen den von den verschiedenen Versuchsstellen in Motoren verschiedener Bauart gefundenen Werten der Klopfestigkeit ein und desselben Kraftstoffes bestanden. Mit den nunmehr durchgeführten Vergleichsversuchen an 7 verschiedenen Kraftstoffen in 8 CFR-Motoren sollte festgestellt werden, welche Übereinstimmung sich bei der Festlegung der Eichkurven bei CFR-Motoren an verschiedenen Untersuchungsstellen, und welche Übereinstimmung von Benzolwerten und Octanzahlen sich bei Klopfmessungen in CFR-Motoren bei Anwendung des Motorverfahrens erzielen lassen.

Gliederung.

- I. Eigenschaften der Kraftstoffe.
- II. Versuchsorganisation.
- III. Ergebnisse der Versuche.
 1. Eichung der Bezugskraftstoffe auf Octanzahlen.
 - a) Kontrolle der Eichkurve mit gereinigten und nicht gereinigten Standard-Kraftstoffen.
 - b) Eichung mit demselben Reinbenzol.
 - c) Eichung mit verschiedenen Reinbenzolen.
 2. Original-Octanzahlen der untersuchten Kraftstoffe.
 - a) Untersuchungsergebnisse mit demselben Bezugskraftstoffen.
 - b) Untersuchungsergebnisse mit verschiedenen Bezugskraftstoffen.
 3. Originalbenzolwerte der untersuchten Kraftstoffe.
 4. Umrechnung der Originalbenzolwerte in Octanzahlen mittels einer einzigen Eichkurve.
 - a) Messung mit demselben Reinbenzol.
 - b) Messung mit verschiedenen Reinbenzolen.
 5. Zusammenstellung der Versuchsergebnisse.
 6. Vergleich mit amerikanischen Versuchen.
- IV. Folgerung für weitere Versuche.

I. Eigenschaften der Kraftstoffe.

Die Eigenschaften der Kraftstoffe sind nach dem Untersuchungsergebnis der DVL in Zahlentafel I zusammengestellt.

Zahlentafel I. Eigenschaften der untersuchten Kraftstoffe.

Bezeichnung	Nr. 1 High Octane Standard	Nr. 2 Grosny I	Nr. 3 Gr. I + 15%, Alk.	Nr. 4 Gr. I + 50%, Mot. Benzol	Nr. 5 Braunk- Benzin	Nr. 6 B.P. Flieger- Benzin	Nr. 7 Aral	Nr. 8 B.P. Fl. Bl. + 0,13%, Ethylfluid	Motoren- Benzol
Aussehen	wasserklar	wasserklar	wasserklar	wasserklar	gelb	wasserklar	blau	blau	gelb
D 20°	0,722	0,723	0,732	0,783	0,800	0,719	0,786	0,719	0,872
Refraktion	1,4062	1,4100	1,4012	1,4436	1,4504	1,4080	1,4352	1,4080	1,4983
Wssl. Bestandt. . .	0%	0%	15%	0%	0%	0%	9,9%	0%	—
Korrosion	unveränd.	unveränd.	unveränd.	unveränd.	unveränd.	unveränd.	unveränd.	unveränd.	unveränd.
Arom. + Unges. . .	10,6%	9,4%	—	—	—	10,6%	43,5%	10,6%	—
Unges.	2,6	2,6	—	—	—	1,3	5,5	1,3	—
Anilinpunkt . . .	62,1°	61,6°	—	—	—	56,5°	53,7°	56,5°	—
Verharzung . . .	7,4 mg	0,6 mg	0,8 mg	2,2 mg	25,6 mg	0,6 mg	4,7 mg	0,6 mg	3,8 mg
Krist.-Beginn . .	—	—	—	—	—	—	—	—	-14,0°C

Destillation nach ASTM-Methode

	74°	44°	50°	54°	71°	42°	58°	42°	82°
Siedebeginn . . .	—	—	—	—	—	—	—	—	—
50° C	—	1,4%	—	—	—	2,4%	—	2,4%	—
60°	—	4,0	7,0%	1,4%	—	10,0	1,5%	10,0	—
70°	—	9,2	29,2	4,6	—	22,6	24,4	22,6	—
80°	2,4%	16,2	43,8	15,4	2,6%	33,0	35,2	33,0	—
90°	20,0	25,6	47,0	35,4	8,0	47,2	43,3	47,2	46,0%
100°	48,4	35,0	48,2	58,0	23,2	62,0	57,4	62,0	77,2
110°	74,0	47,0	53,6	69,4	39,4	76,6	69,2	76,6	85,5
120°	88,0	60,2	65,0	76,2	54,6	85,0	76,8	85,0	90,8
130°	94,0	72,0	75,4	83,0	64,6	92,5	82,8	92,5	94,0
140°	97,2	82,4	84,2	89,4	75,0	96,4	88,0	96,4	96,5
150°	98,4	89,0	91,0	93,6	84,2	98,2	92,2	98,2	97,2
160°	—	94,8	95,4	96,0	90,4	—	94,4	—	99,0
170°	—	96,4	97,4	98,2	95,0	—	96,2	—	—
180°	—	98,0	—	—	97,0	—	97,8	—	—
190°	—	—	—	—	98,8	—	—	—	—
Rückstand	1,2%	1,2%	1,6%	1,2%	0,8%	1,2%	1,4%	1,2%	0,8%
Verlust	0,4	0,8	1,0	0,6	0,4	0,6	0,8	0,6	0,2

Es wurden handelsübliche Kraftstoffe der verschiedensten Herkunft sowie auch eine Benzin-Alkohol- und eine Benzin-Benzolmischung, desgleichen ein gebleites Benzin gewählt, um einen möglichst großen Untersuchungsbereich zu prüfen.

II. Versuchsorganisation.

Die zu prüfenden Kraftstoffe wurden einschließlich eines Bezugsbenzins von der DVL zur Verfügung gestellt. Die einheitliche Mischung und Versendung der zu prüfenden Kraftstoffe übernahm gleichfalls die DVL. Die Versendung der Kraftstoffe erfolgte Ende April 1934. Um Veränderungen durch zu langes Lagern zu verhüten, wurde als Endzeitpunkt der Untersuchung der 26. Mai 1934 vorgeschlagen. Einige Untersuchungsstellen führten die Prüfungen erst an einem späteren Zeitpunkt durch.

Um den Anschluß an ausländische Klopfprüfungen zu wahren, und die in Deutschland gefundenen Klopfwerte mit den Ergebnissen einer ausländischen Untersuchungsstelle zu überprüfen, bat die DVL Mr. Dr. F. H. Garner, Anglo American Oil Co., Ltd., 83, Albert Embankment, London S. E. 11, sich ebenfalls an den vorgesehenen Klopfmessungen zu beteiligen. Herr F. H. Garner hat sich in liebenswürdiger Weise zur Durchführung derartiger Versuche in CFR-Motoren nach der Motor-Methode (300° F) bereit erklärt.

Mr. Dr. Garner wurden neben den Kraftstoffproben Nr. 2 bis Nr. 8 und dem Bezugbenzin Nr. 1 auch Reinbenzol Nr. 9 (Siedepunkt 80 bis 82° C), welches sich die anderen Untersuchungsstellen selbst beschaffen sollten, übersandt.

Folgende Prüfstellen beteiligten sich an diesen Versuchen:

1. Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, E.V., Berlin-Adlershof,

2. Mr. Dr. F. H. Garner, Anglo American Oil Co., Ltd., London,
3. Benzol-Verband G. m. b. H., Bochum,
4. *OLEX* Deutsche Benzin- und Petroleum-Gesellschaft m. b. H., Berlin,
5. I. G. Farbenindustrie Aktiengesellschaft, Ludwigshafen a. Rh.,
6. Deutsch-Amerikanische Petroleum-Gesellschaft, Hamburg 36,
7. Rhenania-Ossag Mineralölwerke A.-G., Hamburg 1,
8. Deutsche Lufthansa A.-G., Berlin-Staaken.

Eine Beschreibung des CFR-Motors erübrigt sich, da er in der Fachwelt hinreichend bekannt sein dürfte.

Die Art der Prüfung der einzelnen Kraftstoffe ist durch die Kennzeichnung als CFR-Motor-Methode genügend umschrieben. Eine Zusammenstellung dieser Prüfbedingungen ging jeder Prüfstelle zu.

In Ergänzung der üblichen CFR-Motor-Methode-Prüfverschriften wurde bei Beginn der Versuchsreihen darauf aufmerksam gemacht, daß die Gemischtemperatur der Bezugsmischungen auf 300° F eingestellt werden soll, gleichzeitig welche Temperaturen sich für die Versuchskraftstoffe ergeben.

III. Ergebnisse der Versuche.

1. Eichung der Bezugskraftstoffe auf Octanzahlen.

a) Kontrolle der Eichkurve mit gereinigten und nicht gereinigten Standard-Kraftstoffen.

Da der DVL Unterschiede der Eichkurven bei ihren Klopfmessungen schon früher aufgefallen waren, schlug sie in ihrem Rundschreiben vom 16. und 25. April 1934 vor, Iso-Octan und n-Heptan mit konzentrierter Schwefelsäure auszuschütteln, zu waschen, zu filtrieren und zu destillieren.

Die DVL fand bei der Überprüfung des Kontrollpunktes Octanzahl 65 bei Innehaltung sämtlicher Vorschriften für ein Gemisch von:

1. 32% nicht gereinigtem n-Heptan + 68% Reinbenzol einen Ausschlag von 68,
2. 32% gereinigtem n-Heptan + 68% Reinbenzol einen Ausschlag von 59.

Der Unterschied auf der Skala des Klopfmessers betrug also 11 Teilstriche. Zwischen einer 65proz. und einer 70proz. Mischung von Reinbenzol mit dem Bezugsbenzin beträgt der Unterschied ungefähr 22 Teilstriche.

Zwischen den Gemischen aus nicht gereinigtem und gereinigtem n-Heptan besteht also ein Unterschied von ungefähr 2 bis 2,5 Benzoleinheiten.

Der Bitte der DVL entsprechend, überprüfte auch Mr. Dr. Garner 3 verschiedene Punkte seiner Eichkurve. Das Ergebnis dieser Prüfung ist in nachstehender Zahlentafel II enthalten.

Bei der Mischung mit 60 Teilen Iso-Octan fand auch Mr. Dr. Garner einen Unterschied zwischen gereinigten und ungeinigten Standard-Kraftstoffen in der gleichen Richtung

Zahlentafel II. Festlegung von Eichkurvenpunkten mit gleichen Bezugskraftstoffen (Nr. 1, Nr. 9 und nach DVL-Vorschlag gereinigten Standard-Kraftstoffen (Iso-Octan und n-Heptan).

Untersuchungsstelle	Octanzahl	D	Octanzahl	D	Octanzahl	D
	60		70		80	
Benzolwerte						
DVL (gereinigte St.-Kraftst.)	22,5	1,0	45	1,0	65,5	3,5
Mr. Garner (gereinigte St.-Kraftst.)	21,5		44		62,0	
Mr. Garner (ungereinigte St.-Kraftst.)	20	1,5	44	0	62,0	0

wie die DVL¹⁾, während zwei andere Mischungen keine Unterschiede aufwiesen.

b) Eichung mit demselben Reinbenzol.

Abb. 1 zeigt die Eichkurven der DVL und von Mr. Dr. Garner bei Verwendung des gleichen Bezugsbenzins High

¹⁾ Die von Mr. Garner verwendeten Standard-Kraftstoffe Iso-Octan und n-Heptan wurden von der DVL nicht zur Verfügung gestellt.

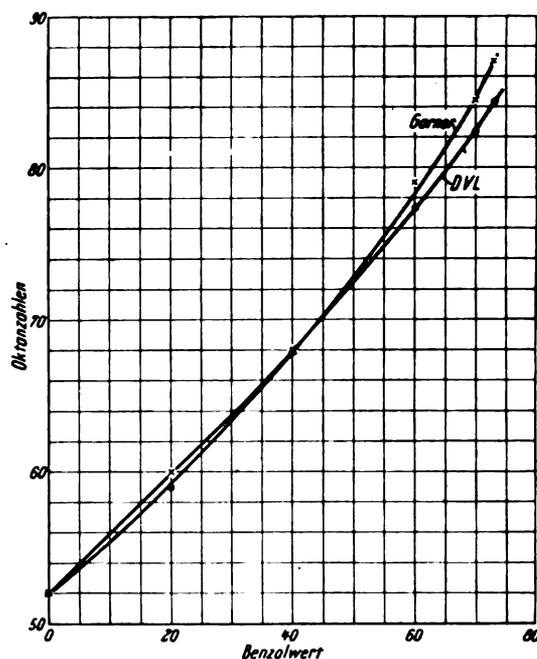


Abb. 1. Octaneichung der Bezugskraftstoffe Nr. 1 und 9.

Zahlentafel III. Eichkurven der DVL und Mr. H. F. Garner.

Eichung der wesensgleichen Bezugskraftstoffe High Octane Standard Nr. 1 und Reinbenzol (Siedepunkt 80 bis 82° C) Nr. 9 mit Iso-Octan und n-Heptan.

Lfd. Nr.	Untersuchungsstelle	Octanzahlen												Mittlere Abweichung	Summe d. Gesamt-Abweichung
		0	D*)	20	D*)	40	D*)	60	D*)	70	D*)	73	D*)		
1	DVL . . .	52	± 0	59	- 0,5	67,8	- 0,1	77,3	- 0,85	82,3	- 1,1	84,3	- 1,35	0,65	- 3,9
2	Garner . .	52	± 0	60	+ 0,5	68,0	+ 0,1	79	+ 0,85	84,5	+ 1,1	87,0	+ 1,35	0,65	+ 3,9
Mittelwert		52	—	59,5	—	67,9	—	78,15	—	83,4	—	85,65	—	0,65	—
größte Abweichung (Δ _{max})		—	0	—	1	—	0,2	—	1,7	—	2,2	—	2,7	—	—
größte +- Abwchg.		—	± 0	—	+ 0,5	—	+ 0,1	—	+ 0,85	—	+ 1,1	—	+ 1,35	—	—
größte -- Abwchg.		—	± 0	—	- 0,5	—	- 0,1	—	- 0,85	—	- 1,1	—	- 1,35	—	—

*) D = Differenz gegen Mittelwert.

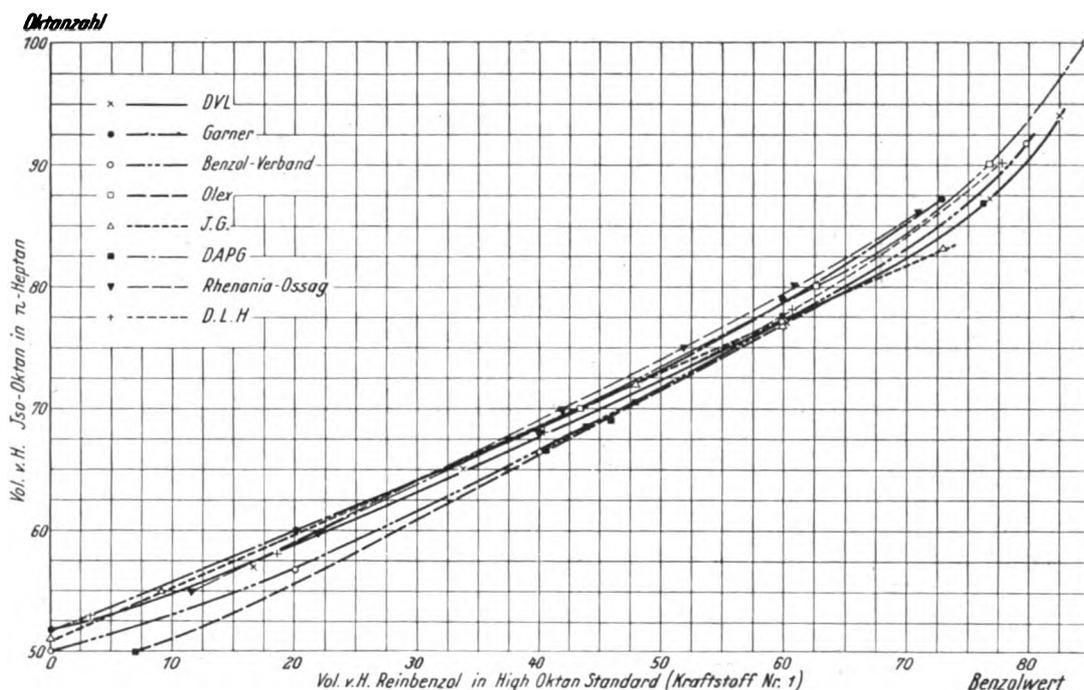


Abb. 2. Eichkurven der verschiedenen Untersuchungsstellen.

Octane Standard Nr. 1 und desselben Reinbenzols Nr. 9 (Siedepunkt 80 bis 82° C). Aus Zahlentafel III geht hervor, daß für das Bezugsbenzin Nr. 1 die gleiche Octanzahl gefunden wurde. Die größte Octanzahldifferenz erscheint bei einem Benzolwert von 73, sie beträgt 2,7 Octaneinheiten. Die Werte von Mr. Dr. Garner ergeben mit steigendem Benzolwert beinahe durchweg eine größere Octanzahl als dies bei den DVL-Octanzahlen der Fall ist. Meistens bleiben die Abweichungen der einzelnen Werte im Rahmen der bisher üblich anerkannten Schwankungen (in vorliegendem Falle $\pm 1,35$ Octaneinheiten).

Die DVL-Eichkurve wurde mit gereinigten Standard-Kraftstoffen festgelegt. Mr. Dr. Garner verwendete die ungereinigten Standard-Kraftstoffe und überprüfte dann drei Punkte der erhaltenen Kurve mit gereinigten Standard-Kraftstoffen.

c) Eichung mit verschiedenen Reinbenzolen.

Abb. 2 zeigt die Eichkurven sämtlicher Untersuchungsstellen. Zwei Untersuchungsstellen haben die Eichkurven

nicht direkt angegeben, in diesen Fällen wurden die Punkte der Versuchskraftstoffe zur Aufstellung der Eichkurven benutzt.

Bei diesen Eichungen ist von allen Teilnehmern nur das Bezugsbenzin (Kraftstoff Nr. 1) einheitlich verwendet worden. Die Abb. 2 zeigt ein an und für sich nicht erwartetes Bild, wenn man berücksichtigt, daß die Messungen an einem einheitlich konstruierten Motor sowie nach einer bestimmt festgelegten Methode vorgenommen wurden.

Aus der Zahlentafel IV ersieht man die genaue Lage der Eichpunkte. Da nicht alle Untersuchungsstellen über den gesamten Bereich der Eichkurve berichtet haben, ist nur der Bereich, der innerhalb der Benzolwerte 20 bis 73 liegt, in die engere Betrachtung eingeschlossen. Daneben ist die Bewertung des Kraftstoffes Nr. 1 (High Octane Standard), die von 5 Untersuchungsstellen vorgenommen wurde, beachtenswert. Mit Ausnahme der DAPG (Octanzahl 47) liegen die Werte zwischen den Octanzahlen 50 bis 52. Es verlagert sich bei der DAPG-Eichkurve schon der Anfangspunkt im Mittel um 4 bis 5 Octanzahlen.

Zahlentafel IV. Eichkurven sämtlicher Untersuchungsstellen.*)

Eichung des Bezugsbenzins High Octane Standard, Kraftstoff Nr. 1 und verschiedener Reinbenzole mit Iso-Octan und n-Heptan.

Lfd. Nr.	Untersuchungsstelle	Benzolwert															Mittlere Abweichung	Summe d. Gesamt-Abweichungen	
		O	D	20	D	40	D	60	D	70	D	73	D	75	D	80			D
		Octanzahlen																	
1	DVL . .	52	+1,6	59	+0,4	67,8	± 0	77,3	-0,6	82,3	-1,1	84,3	-1,1	85,5	-1,1	90,0	-1,6	0,64	-2,4
2	Garner .	52	+1,6	60	+1,4	68,0	+0,2	79	+1,1	84,5	+1,1	87,0	+1,6	—	—	—	—	1,08	+5,4
3	B.V. . .	50	-0,4	56,7	-1,9	66,4	-1,4	77	-0,9	83,0	-0,4	85,0	-0,4	86,5	-0,1	91,7	+0,1	1,00	-5,0
4	Olex . .	—	—	59,2	+0,6	68,5	+0,7	78,5	+0,6	84,3	+0,9	86,5	+1,1	88,0	+1,4	93,0	+1,4	0,78	+3,9
5	I.G. . .	51	+0,6	59,5	+0,9	68,3	+0,5	77	-0,9	81,5	-1,9	83,0	-2,4	—	—	—	—	1,32	-3,8
6	DAPG . .	47	-3,4	56,5	-2,1	66,5	-1,3	77	-0,9	82,8	-0,6	84,5	-0,9	86,0	-0,6	—	—	1,16	-5,8
7	Rhenania . .	—	—	59,0	+0,4	68,8	+1,0	79,4	+1,5	85,2	+1,8	87,5	+2,1	—	—	—	—	1,36	+6,8
8	Dt. Luft-hansa .	—	—	59,0	+0,4	67,8	± 0	77,8	-0,1	83,5	+0,1	85,5	+0,1	87,0	+0,4	—	—	0,14	+0,5
Mittelwert .		50,4	—	58,6	—	67,8	—	77,9	—	83,4	—	85,4	—	86,6	—	91,6	—	0,93	—
größte Abweichung (Δ_{max}) . .		—	5	—	3,5	—	2,4	—	2,4	—	3,7	—	4,5	—	2,5	—	3,0	—	—
größte Abweichung \pm		—	+1,6	—	+1,4	—	+1,0	—	+1,5	—	+1,8	—	+2,1	—	+1,4	—	+1,4	—	—
		—	-3,4	—	-2,1	—	-1,4	—	-0,9	—	-1,9	—	-2,4	—	-1,1	—	-1,6	—	—

*) Die mittlere Abweichung und die Summe der Gesamtabweichungen wurde nur für die Benzolwerte von 20 bis 73 bestimmt.

Für den oben umgrenzten Betrachtungsbereich ergibt sich eine größte Abweichung von 4,5 Octaneinheiten, und zwar bei einem Benzolwert von 73. Die geringsten Abweichungen wurden bei den Benzolwerten 40 und 60 ermittelt. Sie betragen hierbei höchstens 2,4 Octaneinheiten.

Die im Durchschnitt höchste Eichkurve wurde von der Rhenania-Ossag aufgestellt. Die größte +Abweichung gegenüber dem Mittelwert beträgt bei dem Benzolwert 73 + 2,1 Octaneinheiten. Die größte -Abweichung mit -2,4 Octaneinheiten ist bei der I. G.-Eichkurve festzustellen.

Die geringste mittlere Abweichung (arithmetisches Mittel) ist bei den Prüfergebnissen der Deutschen Lufthansa (0,14) festzustellen, wohingegen die größte mittlere Abweichung (1,36) bei der Rhenania-Ossag auftritt.

Betrachtet man die in Zahlentafel V zusammengestellten Benzolwerte, die für ein Kontrollgemisch aus 65 Teilen Iso-Octan und 35 Teilen n-Heptan gefunden wurden, so zeigt sich, mit Ausnahme der Werte des Benzolverbandes und der DAPG, eine sehr gute Übereinstimmung.

Zahlentafel V. Benzolwerte bei dem Kontrollpunkt »Octanzahl 65«.

Lfd. Nr.	Untersuchungsstelle	Octanzahl 65
		Benzolwert
1	DVL	33,8
2	Mr. Dr. Garner	32,8
3	Benzol-Verband	37,3
4	Olex	33,0
5	I. G.	32,5
6	DAPG	37,3
7	Rhenania-Ossag	32,5
8	Dt. Lufthansa	34,0

Diesem Kontrollpunkt wird in der Prüfvorschrift des CFR-Motors (Motor-Verfahren) besondere Bedeutung beigemessen, weil er ein Maß für den richtigen Zustand des Motors ist. Er scheint aber keinen großen Einfluß auf die Genauigkeit im oberen Bereich der Eichkurve auszuüben.

Die beste Übereinstimmung besteht wie aus Zahlentafel IV ersichtlich, zwischen den Eichkurven der Dt. Luft-

hansa und der DVL, wenn man vom oberen Teil absieht. Die mittlere Abweichung (arithmetischer Durchschnitt) beträgt bei der Deutschen Lufthansa 0,14 und bei der DVL 0,64 von dem Mittelwert sämtlicher Motoren. Die mittlere Abweichung beträgt 0,93.

2. Original-Octanzahlen der untersuchten Kraftstoffe.

a) Untersuchungsergebnisse mit denselben Bezugskraftstoffen.

Mit denselben Bezugskraftstoffen machten nur Mr. Dr. Garner und die DVL Vergleichsversuche. Die Ergebnisse sind in Zahlentafel VI wiedergegeben. Die größte Differenz trat bei Kraftstoff 7, einem 3er-Gemisch, mit 2,4 Octaneinheiten auf. Die mittlere Abweichung beträgt 0,66. Die Streuung der Octanzahlen war bei 4 von 7 untersuchten Kraftstoffen kleiner bzw. gleich einer Octaneinheit, also mit einer Ausnahme innerhalb der zulässigen Grenzen. Eine noch weit bessere Übereinstimmung ist bei den Benzolwerten zu beobachten (Zahlentafel VII). Es betragen die Abweichungen der Benzolwerte bei 3 Kraftstoffen 0, bei den übrigen 4 Kraftstoffen 0,5 bis 2 Benzoleinheiten. Die Benzolwerte streuen weniger als die Octanzahlen. Ihre mittlere Abweichung beträgt 0,39, die der Octanmessung 0,66.

b) Untersuchungsergebnisse mit verschiedenen Bezugskraftstoffen.

Bei der Betrachtung der Ergebnisse sämtlicher Untersuchungsstellen ergibt sich gegenüber den Ergebnissen der Kraftstoffprüfungen mit denselben Bezugskraftstoffen ein ungünstigeres Bild (Zahlentafel VIII).

Hierbei zeigt sich, daß die beiden mit Alkohol versetzten Kraftstoffe Nr. 3 und 7 sowie der Kraftstoff Nr. 6 »B. P. Fliegerbenzin« die kleinsten Abweichungen zu verzeichnen haben. Die größten Abweichungen treten bei dem mit Bleitetraäthyl versetzten Fliegerbenzin Kraftstoff Nr. 8 und dem Naturbenzin »Grosny 1« auf. (Zahlentafel VIII a.)

Die mittlere Abweichung (arithmetisches Mittel) beträgt 1,17 (Zahlentafel VIII). Die geringsten mittleren Abweichungen sind bei den Prüfergebnissen der Deutschen Lufthansa mit 0,25, sodann bei der DVL mit 0,55 und schließlich bei den Ergebnissen von Mr. Dr. Garner mit 0,94 zu verzeichnen.

Zahlentafel VI. Original-Octanzahlen mit wesensgleichen Bezugskraftstoffen DVL und Mr. H. F. Garner. (Nr. 1 High Octane Standard und Nr. 9 Reinbenzol.)

Kraftstoff-Nr.	2	D	3	D	4	D	5	D	6	D	7	D	8	D	Mittlere Abweichung	Summe der Gesamt-Abweichung	
																	Octanzahlen
Lfd. Nr.	Untersuchungsstelle																
1	DVL . . .	53,5	- 0,75	68,0	- 0,5	71,0	- 0,4	72,3	- 0,45	71,5	- 0,35	77,6	- 1,2	85	- 1	0,66	- 4,65
2	Garner . .	55	+ 0,75	69,0	+ 0,5	71,8	+ 0,4	73,2	+ 0,45	72,2	+ 0,35	80	+ 1,2	87	+ 1	0,66	+ 4,65
	Mittelwert . .	54,25	-	68,5	-	71,4	-	72,75	-	71,85	-	78,8	-	86	-	-	-
	größte Abweichung (Δ_{max})	-	1,5	-	1	-	0,8	-	0,9	-	0,7	-	2,4	-	2	-	-
	größte + - Abweichung . .	-	+ 0,75	-	+ 0,5	-	+ 0,4	-	+ 0,45	-	+ 0,35	-	+ 1,2	-	+ 1,0	-	-
	größte - - Abweichung . .	-	- 0,75	-	- 0,5	-	- 0,4	-	- 0,45	-	- 0,35	-	- 1,2	-	- 1,0	-	-

Zahlentafel VII. Original-Benzolwerte (DVL und Mr. H. F. Garner).

Kraftstoff-Nr.	2	D	3	D	4	D	5	D	6	D	7	D	8	D	Mittlere Abweichung	Summe d. Gesamt-Abweichung	
																	Benzolwerte
Lfd. Nr.	Untersuchungsstelle																
1	DVL . . .	5	- 1	40,5	- 0,25	47,0	± 0	50,0	± 0	48	± 0	61,0	- 1,0	74,0	+ 0,5	0,39	- 1,75
2	Garner . .	7,0	+ 1	41,0	+ 0,25	47,0	± 0	50,0	± 0	48	± 0	63,0	+ 1,0	73,0	- 0,5	0,39	- 1,75
	Mittelwert	6	-	40,75	-	47,0	-	50,0	-	48,0	-	62,0	-	73,5	-	-	-
	größte Abweichung (Δ_{max})	2	-	0,5	-	0	-	0	-	0	-	2	-	1	-	-	-
	größte + - Abwchg.	-	+ 1,0	-	+ 0,25	-	0	-	0	-	0	-	+ 1,0	-	+ 0,5	-	-
	größte - - Abwchg.	-	- 1,0	-	- 0,25	-	0	-	0	-	0	-	- 1,0	-	- 0,5	-	-

Zahlentafel VIII. Original-Octanzahlen aller Untersuchungsstellen.

Kraftstoff-Nr.	2	D	3	D	4	D	5	D	6	D	7	D	8	D	Mittlere Abweichung	Summe d. Gesamt-Abweichung	
Lfd. Nr.	Untersuchungsstelle																
	Octanzahlen																
1	DVL	53,5	-0,4	68,0	± 0,0	71,0	+0,2	72,3	+0,4	71,5	-0,3	77,6	-1,4	85,0	-1,2	0,55	- 2,7
2	Garner	55,0	+1,1	69,0	+1,0	71,8	+1,0	73,2	+1,3	72,2	+0,4	80,0	+1,0	87,0	+0,8	0,94	+ 6,6
3	Benzol-Verband	52,3	-1,6	66,7	-1,3	69,9	-0,9	70,7	-1,2	69,9	-1,9	78,5	-0,5	88,0	+1,8	1,31	- 5,6
4	Olex	56,0	+2,1	69,2	+1,2	72,1	+1,3	73,8	+1,9	72,6	+0,8	80,7	+1,7	86,7	+0,5	1,35	+ 9,5
5	I. G.	55,0	+1,1	67,5	-0,5	69,0	-1,8	70,5	-1,4	72,0	+0,2	77,0	-2,0	83,0	-3,2	1,45	- 7,6
6	DAPG	50,0	-3,9	66,5	-1,5	68,5	-2,3	69,0	-2,9	70,5	-1,3	77,0	-2,0	87,0	+0,8	2,10	-13,1
7	Rhenania	55,0	+1,1	69,5	+1,5	73,0	+2,2	73,5	+1,6	73,5	+1,7	81,0	+2,0	86,5	+0,3	1,48	+10,4
8	Dt. Lufthansa	54,0	+0,1	68,0	± 0,0	71,0	+0,2	72,0	+0,1	72,0	+0,2	80,0	+1,0	86,0	-0,2	0,25	+ 1,4
	Mittelwert	53,9	-	68,0	-	70,8	-	71,9	-	71,8	-	79,0	-	86,2	-	1,17	-
	Größte Abw. (Δ_{max})	-	6,0	-	3,0	-	4,5	-	4,8	-	3,6	-	4,0	-	5,0	-	-
	+ größte Abweichung	-	+2,1	-	+1,5	-	+2,2	-	+1,9	-	+1,7	-	+2,0	-	+1,8	-	-
	- „ „	-	-3,9	-	-1,5	-	-2,3	-	-2,9	-	-1,9	-	-2,0	-	-3,2	-	-
	± mittlere Abweich.	-	1,42	-	0,87	-	1,23	-	1,35	-	0,85	-	1,45	-	1,10	-	-

Zahlentafel VIIIa. Streuung der Klopfmeßwerte, nach steigenden Octanzahlen geordnet.

Kraftstoff 3, Grosny-Benzin + 15% Alkohol	3	Octan-einheiten
„ 6, B. P. Fliegerbenzin	3,6	„
„ 7, Aral	4,0	„
„ 4, Grosny Bi + 50% Motor. Bo	4,5	„
„ 5, Braunkohlenbenzin	4,8	„
„ 8, B. P. Flieger-Bi + 0,13% Ethylfluid	5,0	„
„ 2, Grosny-Benzin I	6,0	„

Zahlentafel IX. Reihenfolge der Kraftstoffe nach Original-Octanzahlen.

Untersuchungsstelle	Kraftstoff-Nr.							
	Octanzahl-mittel	2	3	4	6	5	7	8
DVL	53,9	68,0	70,8	71,8	71,9	79,0	86,2	
Garner	1	2	3	4	5	6	7	
Benzol-Verbd.	1	2	3 = 4	5	6	7		
Olex	1	2	3	4	5	6	7	
I. G. Farben	1	2	3	5	4	6	7	
DAPG	1	2	3	5	4	6	7	
Rhenania	1	2	3	4 = 5	6	7		
Dt. Lufthansa	1	2	3	4 = 5	6	7		

= bedeutet, daß die Octanzahlen gleich waren.

Über die Reihenfolge, die sich für die Kraftstoffe auf Grund der Octanzahlbestimmung in verschiedenen CFR-Motoren ergibt, gibt Zahlentafel IX Aufschluß.

8. Originalbenzolwerte der untersuchten Kraftstoffe.

Bei der Auswertung der Vergleichsversuche zeigte es sich als notwendig, auch auf die Benzolwerte einzugehen*).

* Die Benzolwerte des Benzol-Verbandes sind aus der von ihm aufgestellten Eichkurve errechnet.

Zahlentafel X. Original-Benzolwerte aller Untersuchungsstellen.

Kraftstoff-Nr.	2	D	3	D	4	D	5	D	6	D	7	D	8	D	Mittl. Abweichung	Summe d. Ges.-Abwchg.	
Lfd. Nr.	Untersuchungsstelle																
	Benzolwerte																
1	DVL	5,0	-2,9	40,5	± 0	47,0	+1,0	50,0	+1,4	48,0	-0,2	61,0	-1,3	74,0	± 0,0	0,97	- 2,0
2	Garner	7,0	-0,9	41,0	+0,5	47,0	+1,0	50,0	+1,4	48,0	-0,2	63,0	+0,7	73,0	-1,0	0,81	+ 1,5
3	Benzol-Verband	7,3	-0,6	40,5	± 0	46,5	+0,5	48,0	-0,6	46,5	-1,7	62,6	+0,3	76,5	+2,5	0,88	+ 0,4
4	Olex	8,6	+0,7	41,4	+0,9	47,8	+1,6	51,5	+2,9	48,8	+0,6	64,3	+2,0	73,8	-0,2	1,27	+ 8,5
5	I. G.	9,0	+1,1	38,0	-2,5	42,0	-4,0	45,0	-3,6	48,0	-0,2	60,0	-2,3	73,0	-1,0	2,10	-12,5
6	DAPG	7,0	-0,9	40,5	± 0	44,0	-2,0	46,0	-2,6	48,0	-0,2	60,0	-2,3	76,5	+2,5	1,50	- 5,5
7	Rhenania	10,5	+2,6	41,0	+0,5	47,7	+1,7	48,8	+0,2	48,7	+0,5	63,1	+0,8	72,4	-1,6	1,12	+ 4,7
8	Dt. Lufth.	8,5	+0,6	41,0	+0,5	46,5	+0,5	49,5	+0,7	49,5	+1,3	64,2	+1,9	73,0	-1,0	0,92	+ 4,5
	Mittelwert	7,9	-	40,5	-	46,0	-	48,6	-	48,2	-	62,3	-	74,0	-	1,19	-
	größte Abw. (Δ_{max})	-	5,5	-	3,4	-	5,7	-	6,5	-	3,0	-	4,3	-	4,1	-	-
	+ größte Abweich.	-	+2,6	-	+0,9	-	+1,7	-	+2,9	-	+1,3	-	+2,0	-	+2,5	-	-
	- „ „	-	-2,9	-	-2,5	-	-4,0	-	-3,6	-	-1,7	-	-2,3	-	-1,6	-	-

Zahlentafel X gibt ein anschauliches Bild der Benzolwerte wieder. Da im allgemeinen ein Unterschied von 5 Benzolwerten einem Unterschied von 2 1/2 Octanzahlen entspricht, weichen die einzelnen Benzolwerte doppelt so stark ab wie die Octanzahlen. Die mittlere Gesamtabweichung beträgt in diesem Fall 1,19. Die geringsten mittleren Abweichungen der Benzolwerte sind bei den Prüfdaten von Mr. Dr. Garner mit 0,81, bei dem Benzol-Verband mit 0,88 und schließlich bei der Deutschen Lufthansa mit 0,92 zu verzeichnen.

Es zeigt sich hierbei, daß die Benzolwerte selbst bei Verwendung von verschiedenem Reinbenzol eine bessere Übereinstimmung ergeben als die aus den Benzolwerten nach der jeweiligen Octan-Eichkurve umgerechneten Octanzahlen, wenn man berücksichtigt, daß bei gleicher Streuung die Abweichungen der Benzolwerte einer doppelten Genauigkeit gleichkommen. Deshalb wurden die Benzolwerte auf Grund einer einzigen Eichkurve in Octanzahlen umgerechnet.

4. Umrechnung der Originalbenzolwerte in Octanzahlen mittels einer einzigen Eichkurve.

a) Messung mit demselben Reinbenzol.

Die mittels einer Eichkurve aus den Benzolwerten errechneten Octanzahlen sind für den Fall der Verwendung derselben Bezugskraftstoffe in Zahlentafel XI zusammengefaßt. Die Umrechnung der jeweiligen Originalbenzolwerte in Octanzahlen ergibt hierbei eine sehr gute Übereinstimmung. Die größte Differenz zwischen zwei Octanwertbestimmungen beträgt hierbei 1 Octanzahl. Die mittlere Abweichung beträgt 0,20; die Summe der Gesamtabweichungen (algebraisches Mittel) beläuft sich in einem Falle auf -0,35, in dem anderen Falle auf +0,35.

Die größten Abweichungen treten bei dem mit Bleitetraäthyl versetzten Fliegerbenzin sowie dem 3er-Gemisch Aral auf. Die Übereinstimmung der gefundenen Octanzahlen ist bei einer Fehlergrenze von ±0,5 Octaneinheiten sehr zufriedenstellend.

Zahlentafel XI. Original-Benzolwerte bei Verwendung von wesensgleichen Bezugskraftstoffen in Octanzahlen nach DVL-Eichkurve umgerechnet.

Kraftstoff-Nr.		2	D	3	D	4	D	5	D	6	D	7	D	8	D	Mittlere Abweichung	Summe d. Gesamt-Abweichung	
Lfd. Nr.	Untersuchungsstelle	Octanzahlen																
1	DVL . . .	53,5	-0,25	68,0	-0,15	71,0	± 0	72,3	+0,05	71,5	± 0	77,6	-0,5	85	+0,5	0,20	-0,35	
2	Garner . .	54,0	+0,25	68,3	+0,15	71,0	± 0	72,2	-0,05	71,5	± 0	78,6	+0,5	84	-0,5	0,20	+0,35	
Mittelwert		53,75	—	68,15	—	71,0	—	72,25	—	71,5	—	78,1	—	84,5	—	—	—	
größte Abweichung (Δ_{\max})		—	0,5	—	0,3	—	± 0	—	0,1	—	± 0	—	1	—	1	—	—	—
größte + -Abwchg.		—	+0,25	—	+0,15	—	—	—	+0,05	—	—	—	+0,5	—	+0,5	—	—	—
größte - -Abwchg.		—	-0,25	—	-0,15	—	—	—	-0,05	—	—	—	-0,5	—	-0,5	—	—	—

Zahlentafel XII. Original-Benzolwerte in Octanzahlen nach DVL-Eichkurve umgerechnet.

Kraftstoff-Nr.		2	D	3	D	4	D	5	D	6	D	7	D	8	D	Mittlere Abweichung	Summe der Gesamt-Abweichung	
Lfd. Nr.	Untersuchungsstelle	Octanzahlen																
1	DVL . . .	53,5	-0,7	68,0	-0,1	71,0	+0,5	72,3	+0,7	71,5	± 0	77,6	-0,7	85	± 0	0,38	-0,3	
2	Garner . .	54,0	-0,2	68,3	+0,2	71,0	+0,5	72,2	+0,6	71,5	± 0	78,6	+0,3	84	-1,0	0,40	+0,4	
3	Benzol-Verband	53,8	-0,4	68,0	-0,1	70,8	+0,3	71,5	-0,1	70,8	-0,7	78,2	-0,1	87	+2,0	0,52	+0,9	
4	Olex . . .	54,3	+0,1	68,5	+0,4	71,2	+0,7	72,8	+1,2	71,8	+0,3	79,2	+0,9	84,7	-0,3	0,55	+3,3	
5	I. G. . . .	54,5	+0,3	67,0	-1,1	68,5	-2,0	70	-1,6	71,5	± 0	77,2	-1,1	84,3	-0,7	0,97	-6,2	
6	DAPG . . .	54,0	-0,2	68,0	-0,1	69,5	-1,0	70,5	-1,1	71,5	± 0	77,2	-1,1	86,7	+1,7	0,74	-1,8	
7	Rhenania	55,2	+1,0	68,3	+0,2	71,3	+0,8	71,8	+0,2	71,8	+0,3	78,8	+0,5	84	-1,0	0,57	+2,0	
8	Dt. Luft.	54,5	+0,3	68,3	+0,2	70,8	+0,3	72	+0,4	72	+0,5	79,2	+0,9	84	-1,0	0,51	+1,6	
Mittelwert		54,2	—	68,1	—	70,5	—	71,6	—	71,5	—	78,3	—	85	—	0,58	—	
größte Abweichung (Δ_{\max})		—	1,7	—	1,5	—	2,8	—	2,8	—	1,2	—	2,0	—	3	—	—	—
größte Abweichung ±		—	+1,0	—	+0,4	—	+0,8	—	+1,2	—	+0,5	—	+0,9	—	+2,0	—	—	—
mittlere Abweichung ±		—	0,40	—	0,30	—	0,76	—	0,73	—	0,22	—	0,70	—	0,96	—	—	—

b) Messung mit verschiedenen Reinbenzolen.

Rechnet man die Originalbenzolwerte an Hand einer Eichkurve in Octanzahlen um, so erhält man das in Zahlentafel XII dargestellte Ergebnis. Die Streuungen sind gegenüber den Original-Octanzahlen wesentlich kleiner geworden. Im Gegensatz zu der im Abschnitt 6 erwähnten amerikanischen Arbeit wurden auch die stärker herausfallenden Messungen bei der Auswertung berücksichtigt. Die größten Abweichungen verringern sich gegenüber den bei den Original-Octanzahlen festgestellten Abweichungen um durchschnittlich 2 Octaneinheiten (vgl. Zahlentafel XIII). Danach betragen die Durchschnittsabweichungen

a) bei Verwendung verschiedener Eichkurven 4,4 Octanzahlen,

b) bei Verwendung einer Eichkurve 2,1 Octanzahlen.

Die mit verschiedenen Eichkurven erhaltenen Ergebnisse befriedigen nicht. Die unter Zugrundelegung einer einzigen

Eichkurve ermittelten Octanzahlen liegen dagegen fast sämtlich im Bereich der angestrebten Grenze von ± 1 Octanzahl.

5. Zusammenstellung der Versuchsergebnisse.

1. Die Reinigung der Standard-Kraftstoffe Iso-Octan und n-Heptan mit Schwefelsäure ergab bei niedrigen Benzolwerten Abweichungen, die sich in den Grenzen von 0 bis 2 Benzolwerten bewegen, d. h. bis etwa 1 Octanzahl in ungünstigem Falle ansteigen können.
2. Bei der Aufstellung der Eichkurve für zwei verschiedene CFR-Motoren mit denselben Bezugskraftstoffen ergaben sich (im Bereich der Octanzahlen von 78 bis 87) größte Abweichungen bis 2,7 Octaneinheiten.
3. Die Eichkurven sämtlicher Untersuchungsstellen zeigten bei Anwendung verschiedener Reinbenzole in ihrem ganzen Bereich größte Abweichungen von 2,4 bis 4,5 Octaneinheiten.

Zahlentafel XIII. Abweichungen der in verschiedenen CFR-Motoren nach dem Motorverfahren bestimmten Octanzahlen von den Mittelwerten der Kraftstoffe Nr. 2 bis 8.

Kraftstoff	Größte Abweichungen bei		Differenz a - b	Mittlere Abweichungen bei		Differenz a - b
	a) Original-Octanzahlen	b) umgerechneten Octanzahlen		a) Original-Octanzahlen	b) umgerechneten Octanzahlen	
Nr. 2 Grosny-Benzin	6,0	1,7	4,3	1,42	0,40	1,02
» 3 » » +15% Alk.	3,0	1,5	1,5	0,87	0,30	0,57
» 4 Grosny-Bi + 50% Motorenbenzol	4,5	2,8	1,7	1,23	0,76	0,47
» 5 Braunkohlen-Benzin	4,8	2,8	2,0	1,35	0,73	0,62
» 6 B. P. Flieger-Benzin	3,6	1,2	2,4	0,85	0,22	0,63
» 7 Aral	4,0	2,0	2,0	1,45	0,70	0,75
» 8 B. P. Fliegerbenzin + 0,13% Ethylfluid	5,0	3,0	2,0	1,10	0,96	0,14
Durchschnittsabweichung	4,4	2,1	—	1,18	0,58	—

4. Die Abweichungen der Original-Octanzahlen der untersuchten Kraftstoffe liegen im Mittel bei $\pm 2,2$.
5. Bei Verwendung einer einzigen Eichkurve und derselben Bezugskraftstoffe unterschieden sich die Werte zweier Motoren höchstens um 1,0 Octanzahlen.
6. Bei Verwendung einer einzigen Eichkurve, verschiedener Bezugskraftstoffe und bei Zugrundelegung der Original-Benzolwerte liegen die Abweichungen der Octanzahlen aller Motoren bei 4 der untersuchten Kraftstoffe innerhalb einer Grenze von ± 1 Octaneinheit, bei 3 der untersuchten Kraftstoffe innerhalb einer Grenze von $\pm 1,5$ Octaneinheiten.

6. Vergleich mit amerikanischen Versuchen.

Die amerikanischen Vergleichsversuche³⁾ in CFR-Motoren (CFR-Motor-Verfahren), die von 19 Prüfstellen im Juli 1933 ebenfalls mit sehr verschiedenen Kraftstoffen durchgeführt wurden, ergaben für 10 ausgewählte Prüfstellen eine mittlere Abweichung von 0,38 Octanzahlen, eine größte + -Abweichung von 1,0 und eine größte - -Abweichung von 1,1 Octanzahlen. Dabei wurden einheitlich als Betriebskraftstoffe die Benzine A₂ und C₆ sowie eine gemeinsame Eichkurve verwendet.

Im folgenden sind die Abweichungen der deutschen und amerikanischen Versuchsergebnisse gegenübergestellt:

	Mittlere Abweichung	größte +-Abwchg.	größte --Abwchg.	Bemerkung
Octanzahlen				
Deutsche Werte ⁴⁾ . . .	0,58	2,0	2,0	von sämtl. 8 Prüfteilnehmern von 10 ausgewählten Prüfteilnehmern
Amerikanische Werte	0,38	1,0	1,0	

Aus der Zusammenstellung der Ergebnisse geht hervor, daß bei sämtlichen acht deutschen Prüfstellen die mittlere Abweichung ± 2 Octaneinheiten beträgt.

Bei den erwähnten amerikanischen Vergleichsversuchen ist zu berücksichtigen, daß die Auswertung nicht nach den

³⁾ H. F. Huf, "Major Laboratories Report on Reproducibility of Tentative Method of Antiknock Testing" veröffentlicht in "The Oil and Gas Journal, Bd. 32, Nr. 40, S. 20, 1934.

⁴⁾ Bei Umrechnung auf eine Eichkurve, aber bei verschiedenen Bezugskraftstoffen.

Ergebnissen aller Prüfstellen erfolgte, sondern sich von vornherein auf den Kreis derjenigen beschränkt, deren Abweichungen sich in der gewünschten Grenze bewegt. Es ist anzunehmen, daß sich bei Berücksichtigung sämtlicher Prüfteilnehmer das Ergebnis der amerikanischen Vergleichsversuche dem der deutschen bei Verwendung einheitlicher Bezugskraftstoffe und einer einzigen Eichkurve nähern würde, d. h. die mittlere Abweichung würde ebenfalls ± 2 Octaneinheiten betragen.

IV. Folgerung für weitere Versuche.

Da die Ergebnisse wesentlich besser werden, wenn nur eine Eichkurve und gleiche Bezugskraftstoffe verwendet werden, ist es notwendig, praktisch ebenso zu verfahren. Welche Bezugskraftstoffe verwendet werden, ist an und für sich nicht von allzu großer Bedeutung; es wird vorgeschlagen, die dafür bereits handelsüblichen Benzine A₂ und C₇ der Standard Oil Cie of Indiana (gegebenenfalls mit Reinbenzol) zu benutzen. Damit ist der Anschluß an die im Ausland übliche Meß-Skala gesichert; es besteht natürlich kein Bedenken, ein deutsches Benzin und Reinbenzol zu verwenden, falls die gleichmäßige Lieferung dieses Benzins gesichert wäre. Bei dem jetzigen Stand aber dürfte die gleichmäßige Verwendung der Benzine A₂ und C₇ mehr den Bedürfnissen der Praxis entsprechen.

Die Umrechnung der Benzolwerte in Octanzahlen soll auf Grund einer einzigen Eichkurve erfolgen. Es würden wohl die einzelnen Stellen noch Eichkurven aufstellen, vor allem, um damit eine mögliche Veränderung des Benzins oder des Motors überprüfen zu können. Die Prüfstellen würden aber zur Umrechnung auf Octanzahlen die offiziell anerkannte Eichkurve verwenden müssen. Welche Eichkurve dies sein wird, ist Gegenstand der Vereinbarung; es scheint eine solche vorzuziehen zu sein, die die am besten mit den amerikanischen und englischen Motoren übereinstimmenden Ergebnisse liefert. Da mit den Bezugskraftstoffen Eichkurven geliefert werden, empfiehlt sich deren Anwendung. Durch diese Maßnahmen würden die Streuungen wesentlich verringert werden. Eine Verbesserung dürfte es sein, bei der Klopfprüfung die Gemischtemperatur nur für die Bezugsmischungen auf 300° F einzustellen, gleichgültig, welche Temperatur der Versuchskraftstoff entsprechend seiner Verdampfungswärme ergibt. Es wird empfohlen, diese Prüfweise in Zukunft anzuwenden, wie sie ja schon für die jetzige Klopfprüfung vorgesehen war.

Über die Gleitlagerfrage im Flugmotorenbau unter Berücksichtigung der werkstofftechnischen Entwicklung.

Von H. Mann und H. Heyer.

Bericht 35/13 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, e. V., Berlin-Adlershof.

Gleitlager finden heute bei der Mehrzahl der Flugmotoren zur Lagerung von Kurbelwellen, Pleuelstangen und Nebenwellen Anwendung. Die Lebensdauer dieser Lager hat wesentlichen Einfluß auf die ohne Überholung mögliche Betriebsstundenzahl, während von der Belastbarkeit der Grund- und Pleuellager das Leistungsgewicht des Motors beeinflußt wird. Die Entwicklung zielt auf eine Erhöhung der Leistung je Kilogramm Stoffaufwand ab. Sobald hierbei durch die formgebende Gestaltung die Beanspruchung an die Grenze der Betriebssicherheit gebracht ist, bleibt für weitere Fortschritte nur die Weiterentwicklung der Werkstoffe übrig. Für das hier vorliegende Problem der Gleitlager ergibt sich dann die Frage:

Welches Lager ist unter Berücksichtigung der bei Verbrennungsmotoren vorliegenden besonderen Belastungsverhältnisse imstande, bei geringstem Gewicht höchsten Beanspruchungen standzuhalten?

Die folgenden Ausführungen sollen die Unterlagen für die hierzu erforderlichen Untersuchungen geben. Bei Einordnung aller Einzelfragen des Problems in eine übersichtliche Gliederung werden sich von selbst die Lücken zeigen, die erst durch weitere Forschung zu schließen sind, um die Lagerfrage der Lösung näher zu bringen. Gleichzeitig werden sich dabei Richtlinien für die Entwicklung neuer Prüfverfahren ergeben.

Gliederung.

- I. Vorgänge im Lager
 1. Aufbau,
 2. Beanspruchung (Reibung, Verschleiß, Zermürbung),
 3. Berechnung.
- II. Baustoffe
 1. Weiche Lagermetalle,
 2. Harte Lagermetalle.
- III. Prüfverfahren
 1. Werkstoffprüfung,
 2. Lagerprüfung,
 3. Wert der Prüfungen.
- IV. Zusammenfassung.
- V. Schrifttum.

I. Vorgänge im Lager.

Die Vorgänge im Flugmotorengleitlager sind in ihren Einzelheiten nicht restlos erfassbar, da sie sich nur schwer voneinander trennen lassen.

1. Aufbau eines Lagers.

Die Stellen, an denen sich der eigentliche Lagervorgang abspielt, zeigen folgenden Aufbau aus 5 Schichten (Abb. 1). 1 ist die Welle, die mit gegebener Genauigkeit rund ist und eine bestimmte Oberflächenbeschaffenheit zeigt. Gefügeaufbau und Festigkeitseigenschaften sind gleichfalls gegeben. Eine Rolle können auch chemische Eigenschaften bei der Bildung von Überzügen (z. B. aus Öl—Metall-Verbindungen) spielen.

2, 3 und 4 stellen die Schmierstoffschicht dar, die nur bei flüssiger Reibung Welle und Lager vollkommen voneinander trennt. Bei Unterbrechung entsteht ein schwer definierbarer, labiler Zustand als Folge der unterschiedlichen Vorgänge bei Versagen der Schmierstoffzufuhr oder anderweitigen Ursachen. Das Öl hat temperaturabhängige

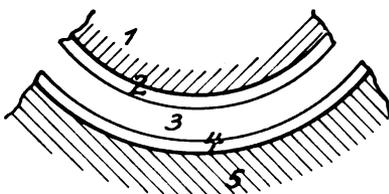


Abb. 1. Aufbau einer Lagerstelle.

Zähigkeit. Zwischen seinen Molekülen und denen der benachbarten Metallflächen sind Kräfte wirksam, die in dem mehr oder weniger großen Bestreben des Öls, die Flächen zu benetzen, ihren Ausdruck finden. Hier treten Molekülorientierungseffekte auf, die durch die physikalische Forschung teilweise geklärt sind. Es bilden sich auf den Metallflächen sogenannte Adsorptionsfilme mit senkrecht zur Fläche angeordneten Molekülen. 2 und 4 sind diese Grenzschichten, die in relativer Ruhe beim Lauf des Lagers verharren. In 3 erfolgt der durch Schubkräfte erregte Bewegungsvorgang, an dem alle Moleküle dieser Schicht irgendwie teilnehmen.

5 ist die mit gegebener Genauigkeit runde Lageroberfläche mit definierter Oberflächenbeschaffenheit. Diese ist von der Bearbeitungsform und dem Gefügeaufbau abhängig. Sie kann nach mehreren Verfahren zahlenmäßig bestimmt werden und hat gebirgeartigen Charakter. Als Lagerwerkstoff werden die im Abschnitt II zu erwähnenden Stoffe verwendet, meistens in Form von Ausgüssen in Grundschaalen aus anderem Werkstoff.

2. Beanspruchung.

Die Vorgänge im Lager sind bestimmt durch die Wechselwirkung zwischen den Stoffeigenschaften und den Beanspruchungen. Die Beanspruchungen sind verwickelt, da zu jeder Zapfenstellung eine andere Belastung nach Größe und Richtung gehört. Erschwert werden die Bedingungen durch elastische Verbiegungen von Lager und Welle, deren Einfluß teilweise durch bauliche Maßnahmen verhindert werden kann. (Starre Gehäuse und Wellen, kurze Lager.) Die Verbrennungsdruckspitzen und — besonders bei Dieselmotoren — der hohe Verdichtungsdruck sind die maßgebenden Einflüsse für Reibung und Verschleiß.

Die bei der Reibung entstehende Wärme verändert die Eigenschaften von Öl und Lager bis zum Versagen und muß deshalb beherrscht werden. Sie ist bei reiner Flüssigkeitsreibung am kleinsten. Dieser Zustand kann aber wegen der ungünstigen Belastungsverhältnisse nicht verwirklicht werden. Die allgemein angenommene hydrodynamische Lagertheorie erklärt die Vorgänge bei flüssiger Reibung, deren Wesen in der selbsttätigen Bildung einer Schmierschicht liegt, die unter dem hohen Druck der Lagerbelastung steht. Darum dürfen in tragenden Schalen keine Ölnuten angebracht sein, in die hinein der erzeugte Schmierdruck sich entspannen kann. Die Anwendung der Erkenntnis dieser Zusammenhänge hat sich eigenartigerweise sehr langsam durchgesetzt.

Die Druckerzeugung in der Schmierschicht hängt von der Gleitgeschwindigkeit, ferner vom Lagerspiel und der Ölzähigkeit ab.

Mit zunehmender Geschwindigkeit steigt der Druck, während die Reibungszahl stark sinkt. Bei Eintritt reiner Flüssigkeitsreibung hebt sich der Zapfen ab und sein Mittelpunkt bewegt sich auf einem Halbkreis zum ideellen Mittelpunkt der Schale hin, wobei gleichzeitig der Reibungswiderstand wieder steigt. Dieser beträgt hierbei nach Falz-Gümbel angenähert

$$\mu = 3,8 \sqrt{\frac{z \cdot \omega}{p_m}}$$

z : kg s/m²
 ω : 1/s
 p_m : kg/m²

Die Gümbel-Stribecksche Kurve nach Abb. 2 erläutert die Zusammenhänge.

Die Betrachtung beginnt im Punkt C bei reiner Flüssigkeitsreibung. Mit sinkender Zapfengeschwindigkeit, wobei die Schmierfilmstärke abnimmt, würde die Kurve bei ideal-

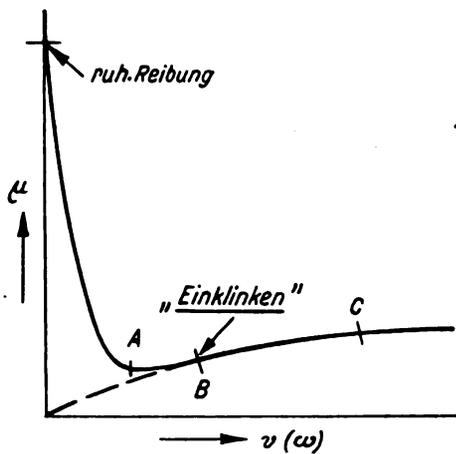


Abb. 2. Zusammenhang zwischen Zapfengeschwindigkeit und Reibungszahl.

glatten Laufflächen nach 0 gehen. In einer bestimmaren Stellung B kommt es aber vorher zum Einklinken der Spitzen der gebirgeförmigen Metalloberflächen. Die an den Metallflächen haftenden Adsorptionsfilme 2 und 4 werden hierbei mehr oder weniger vollständig durchschlagen, was von der Zähigkeit und den Haftigenschaften des Öls abhängt. Mit zunehmender Spitzenberührung der Metalloberflächen nimmt die Dicke des tragenden Schmierfilms noch weiter ab, wobei entsprechend die Reibungszahl so lange sinkt, bis die Zahl der Berührungen so groß wird, daß ihr Reibungswiderstand die Abnahme der Schmiermittelreibung ausgleicht (Punkt A) und schließlich übersteigt.

Grundsätzlich ergibt sich hieraus, daß bei der Gestaltung der Lager das Arbeiten im Bereich AB anzustreben ist, um die Reibungsverluste klein zu halten.

Die Reibungsfrage stellt aber nur einen kleinen Ausschnitt aus dem bei der Lagergestaltung zu lösenden Gesamtproblem dar. Wichtiger ist noch die Tragfähigkeit, die in unmittelbarem Zusammenhang mit dem Verschleiß und der Zermürbung steht.

Zermürbung von Lagerausgüssen infolge Ermüdung unter stoßweiser Belastung wurde in der letzten Zeit bei Flugmotoren und bei Fahrzeug-Dieselmotoren häufig beobachtet. In dieser Art des Lagerschadens liegt der wesentliche Unterschied gegenüber den Lagern des allgemeinen Maschinenbaus.

Die früher oder später auftretenden Risse, insbesondere bei Pleuellagern, machen die Auswechslung der Schalen erforderlich, obwohl der Verschleiß der Flächen oft noch in zulässigen Grenzen liegt. Sie treten an den Stellen größter Beanspruchung auf. Wenn die Arbeitsweise auch anfänglich nicht gestört wird, so zeigt sich allmählich eine vollständige Zermürbung des Ausgusses, die zur Loslösung von der Schale führt. Ausbrechende Teilchen können sich im Lager verklemmen und zum Fressen bzw. Auslaufen führen. Das Rissigwerden und die Ablösung von der Grundschaale werden oft irrtümlich auf mangelhafte Bindung zurückgeführt. Die Ermüdung des Gefüges unter der stoßweisen Belastung ist jedoch als wesentlicher Grund anzunehmen. Es kann nicht gesagt werden, ob diese Zermürbung auch bei aufrechterhaltener flüssiger Reibung erfolgt, oder ob zunächst der Ölfilm durchschlagen werden muß. Die Forschung hierüber ist noch nicht abgeschlossen.

Wenn die molekularen Vorgänge bei der Zermürbung des Gefüges auch noch nicht geklärt sind, so kann gesagt werden, daß ein Zusammenhang mit den Dämpfungseigenschaften des Werkstoffes bestehen muß.

Der Verschleiß als mechanische Abnutzung infolge metallischer Berührung muß etwas eingehender betrachtet werden, da sich aus den Vorgängen dabei wesentliche Gesichtspunkte für die Lagergestaltung ergeben. Sobald die den Bewegungsvorgang tragende Ölschicht 3 (Abb. 1) beim Betrieb fehlt, berühren sich die Adsorptionsfilme 2 und 4, die den zerklüfteten Metalloberflächen parallel verlaufen. Es ist offenbar, daß bei ideal glatter Oberfläche dieser Film

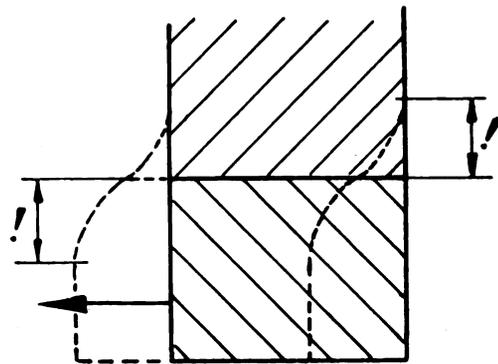


Abb. 3. Bei Reibung zwischen weichen Körpern sind tiefe Zonen Formänderungen unterworfen.

die metallische Berührung verhindern wird. Also bliebe der Bewegungsvorgang auf diese Schicht beschränkt. Hieraus ergibt sich die überragende Bedeutung der Oberflächen-güte für den Augenblick des Aufhörens der flüssigen Reibung. Diese Erkenntnis hat in letzter Zeit zur Einführung von Feinstbearbeitung für Lager geführt. Im praktischen Betrieb wird die Grenze der Haftfestigkeit der Adsorptionsfilme überschritten und es kommt zu metallischer Berührung. Hierbei werden die der Oberfläche zunächst liegenden Metallschichten zum Träger des Bewegungsvorgangs. Wie tief die betroffenen Schichten sind, ist von der Sprödigkeit bzw. der Härte des Werkstoffes abhängig. Verschiebt man in einem angenommenen Sonderfall zwei Gummistücke gegeneinander (Abb. 3), so treten Formänderungen noch in größerer Entfernung von der Oberfläche ein.

Im Lager unterliegt die von Formänderungen erfaßte Zone dem Verschleiß. Diese Zone wird um so schmaler sein, je härter der Stoff ist. An sich sind also möglichst harte Laufflächen günstig für niedrigen Verschleiß.

Im Maschinenbau gibt es Sonderfälle hochbelasteter Lager, bei denen die an Stahl erzielbare »Glashärte« zusammen mit derjenigen von Sonderbronzen ausreicht, um ohne Schmiererzeugung einen praktisch verschleißlosen Betrieb zu ermöglichen.

Der Grenzfall, daß kein Verschleiß eintritt, würde besagen, daß die infolge der Reibungskräfte auftretenden Formänderungen an der Oberfläche bleiben. Die Erhebungen weichen bei der Gegeneinander-Bewegung der Flächen aus, biegen sich zur Seite, so daß die Belastung auch auf andere, immer niedrigere und immer zahlreichere Erhebungen verteilt wird.

Praktisch wird immer stellenweise die Bruchgrenze des Werkstoffes überschritten, so daß Teilchen losgerissen werden. In der Auswirkung des damit eintretenden Verschleißes zeigen sich jetzt Nachteile der harten Stoffe, da sich die mikroskopisch gesehen rauhen Flächen beim Herausbrechen von Teilchen immer weiter aufräumen und neue Angriffspunkte entstehen lassen, so daß immer neue Teilchen losgetrennt werden. Es tritt kein Einlaufen ein. Der Verwendung immer härterer Lagerstoffe steht weiter entgegen, daß die in der Herstellung teurere Kurbelwelle nicht angegriffen werden darf. Die Art des Verschleißes hat den weiteren Nachteil, daß die losgerissenen Teilchen wie Schmirgel wirken und die an sich geringe Abnutzung erheblich beschleunigen. Vom Öl auf seinem Kreislauf mitgeschwemmte Teilchen erzeugen auch bei flüssiger Reibung bedeutenden Verschleiß, der durch Ölfilter beschränkt werden kann.

Anders ist der Verschleiß bei den Lagerwerkstoffen in der Art der Weißmetalle. In ihrem Gefüge sind harte Kristalle in weicher Grundmasse eingebettet. Die Teilchen, die losgerissen werden, finden in anderen Lücken Halt. Vorspringende Kristalle können sich in die Grundmasse eindrücken. Der Verschleiß führt zu einer Glättung der Oberfläche, da die Zahl der Angriffspunkte vermindert wird (Laufspiegelbildung).

Zu beachten ist bei dem Verschleißvorgang der Einfluß der Temperaturerhöhung. Einmal ändert sich die Festigkeit

der Lagerwerkstoffe, zum anderen wird die Gefahr des Klebenbleibens von Lagerteilchen an der Welle begünstigt. Ist dieser Vorgang erst eingeleitet, was von der Wärmeableitung abhängt, werden Reibung und Wärmeentwicklung schnell so weit gesteigert, daß das Lager festfrißt (Bronze) oder ausläuft (Weißmetall).

Zur Vermeidung des Verschleißes besteht noch eine Möglichkeit, metallische Berührung hintanzuhalten und somit die Freißgefahr unmittelbar zu vermeiden. Diese besteht darin, an Stelle der weggedrückten flüssigen Schmier-schicht eine andere Schicht treten zu lassen, die durch dauernde in sich erfolgende Formänderung in der Lage ist, die sich bewegende von der stehenden Fläche zu trennen. Das ist der Fall beim Graphit, dessen Vorhandensein zwischen reibenden Flächen das Fressen verhindern kann.

In der Grenzschicht zwischen Schmierfilm und zerklüfteter Oberfläche sammelt sich Graphit an, der einerseits eine größere Oberflächengüte durch Ausfüllen der Vertiefungen bewirkt, andererseits beim Fehlen des Öls die Rolle der in sich beweglichen Trennschicht zwischen stehender und bewegter Fläche übernimmt. (Vgl. die Erscheinung, daß eine harte Schleifscheibe mit weichem Metall verschmiert und nicht mehr angreift.)

Hierher gehören auch alle Verfahren, die auf chemischem Wege eine Schutzschicht auf den Laufflächen erzeugen wollen, die zum Träger des Bewegungsvorganges werden soll, wenn die Schmierung versagt. So werden dem Schmieröl Bleiverbindungen zugesetzt, die zur Bildung von Bleiseifen führen, welche sich auf Welle und Lager als Schutzschicht absetzen. Die Schwierigkeiten sind ebenso wie beim Graphit praktischer Natur, da sich die Teilchen auch an den Stellen absetzen, wo sie unerwünscht sind.

8. Berechnung.

Die Bemessung der Lager erfolgt im allgemeinen unter Zugrundelegung der „Tragfähigkeit“ der Lagerstoffe. Für diese spezifische Belastbarkeit (kg/cm^2 projizierte Lagerfläche) werden — auf Lagerprüfmaschinen mit ruhender Belastung oder betriebsmäßig — gewonnene Erfahrungswerte angenommen. Als Belastung werden hierbei die Spitzenkräfte eingesetzt. Diese Belastungszahlen sind reine Vergleichswerte. Die tatsächliche Pressung im tragenden Teil des Lagers ist praktisch unbestimmbar. Die wirkliche Grenze der Belastbarkeit hängt von der Wärmeentwicklung und der Wärmeabfuhr ab; außerdem von der Möglichkeit, bei den vorliegenden Betriebsbedingungen die Schmierung aufrechtzuerhalten. Die Benutzung der Flächenbelastung als Kenngröße zur Berechnung kann den verschiedenen Betriebsbedingungen keinesfalls gerecht werden.

Eine Berechnungsweise, die darauf abzielt, möglichst geringe Reibung zu erhalten, ist von amerikanischen Verfassern vorgeschlagen worden. Sie geht von dem (flüssigen)

Reibungswert $\mu = 3,8 \sqrt{\frac{z \cdot \omega}{p}}$ entsprechenden Kennziffern

$\frac{z \cdot n}{p}$ bzw. $\frac{v}{p}$ oder $\sqrt{\frac{v}{p}}$ aus. Durch Nachrechnung an bewährten Ausführungen und Versuche wird ermittelt, bis

herab zu welchen $\frac{z \cdot n}{p}$ -Zahlen ein störungsfreier Betrieb möglich ist. Die Beanspruchung p (kg/cm^2) steht ihrer hydrodynamischen Bedeutung entsprechend im Nenner, denn bei flüssiger Reibung bewirkt ein Anstieg des Druckes ein Dünnerwerden des Schmierfilms und damit eine Verkleinerung der Reibungszahl.

In Wahrheit wird aber nicht der Kleinstwert der Reibung angestrebt, da die stoßweise Belastung es erforderlich macht, andere Gesichtspunkte, unter denen die Betriebssicherheit erhöht wird, in den Vordergrund zu stellen.

Auch die früher übliche Anwendung von $p \cdot v$ -Werten ($\frac{\text{kgm}}{\text{m}^2 \text{s}}$) ist als falsch erkannt. Diese Werte können bei trockener Reibung (Bremsen) zur Berechnung dienen. Sie entsprechen der in Wärme umzusetzenden Leistung, be-

zogen auf die Bremsfläche. Sie berücksichtigen aber nicht die Verhältnisse in Flugmotorenlagern, bei denen möglichst weitgehend flüssige Reibung verwirklicht werden soll, wobei die Kräfte und vor allem die Geschwindigkeiten die Reibungsverhältnisse hauptsächlich durch ihre hydrodynamische Auswirkung beeinflussen. Reibung und Verschleiß stehen hierbei in keinem unmittelbaren Abhängigkeitsverhältnis.

Die Steigerung der Umfangsgeschwindigkeit bedeutet in hydrodynamischer Auswirkung eine Verstärkung der Schmier-schicht, wobei das Lager aus dem Gebiet gemischter Reibung entfernt wird. Wird reine flüssige Reibung erreicht, so steigt μ zwar langsam, gleichzeitig wird aber die Sicherheit gegen Eintritt von Verschleiß durch Fressen vergrößert.

Das beste Lager ist nicht das Lager geringster Verluste. Es muß vielmehr auf die Betriebsbedingungen Rücksicht genommen werden, welche bei Störung des Schmiervorganges eine möglichst große Sicherheit gegen Fressen erfordern. Diese Störungen können eintreten durch Stöße, durch Versagen der Ölzufuhr, mangelndes Öl beim Betriebsbeginn oder Nachlassen der Tragfähigkeit des Schmierfilms durch Überhitzung (besonders an Stellen größter Belastung).

Die heute bestehende Unsicherheit in den Unterlagen der zahlenmäßigen Lagerberechnung läßt den Gestalter folgenden Weg einschlagen. Zunächst sind durch bauliche Maßnahmen die Lager betriebsmäßig so günstig wie möglich für die Annäherung an flüssige Reibung zu gestalten. Die Werkstoffauswahl muß sich auf Versuchsergebnisse stützen. Bei den Versuchen besteht das Problem darin, die Stoffe den tatsächlich auftretenden Verhältnissen auszusetzen. Eine rechnerische Erfassung der Reibung ist noch denkbar. Sie scheint heute noch unmöglich bei Verschleiß und Zermürbung, deren Auftreten aber das Hauptproblem des Flugmotorengleitlagers ist.

II. Baustoffe.

Aus den Erkenntnissen über die Vorgänge im Lager und die Lagerbeanspruchungen ergeben sich die Forderungen an den Lagerwerkstoff. Sie werden in mehr oder weniger vollendeter Form von Lagerleitmetallen erfüllt, die meist aus der praktischen Erfahrung heraus entwickelt wurden. Die Lagerleitmetalle können in zwei technisch bedeutende Hauptgruppen eingeteilt werden, die weichen und die harten Lagerleitmetalle (Lagermetalle).

1. Weiche Lagermetalle.

Zu den weichen Lagermetallen zählen:

Zinn- und Bleilagermetalle,
binäre oder fast binäre Blei-Kupfer-Legierungen
(weiche Bleibronzen),
Kadmiumlagermetalle.

Die weichen Lagermetalle (Brinellhärte von 20 bis 32, bei Cd-Metall bis 42 kg/mm^2), insbesondere die Zinn- und Bleilagermetalle, sind durch die Fähigkeit, durch Abtragung der zunächst tragenden Vorsprünge der Lauffläche einen Laufspiegel zu bilden, einlauffähig. Sie bieten infolge dieser Eigenschaft die Möglichkeit, Ungleichmäßigkeiten auszugleichen, wie sie bei den Lagern von Leichtmotoren, insbesondere den Grundlagern von Reihenmotoren, infolge Ungenauigkeiten der Bearbeitung und Verformungen im Betrieb unvermeidlich sind. Günstige Verhältnisse für Einlauf und Notlauf ergeben sich besonders dann, wenn das Lagermetall im Schliffbild aus nebeneinander angeordneten weichen und harten Metallkomponenten besteht. Die harten Bestandteile können dabei als regelmäßig geformte Kristalle, Nadeln, Dendriten oder globulare Einschlüsse auftreten.

Die bis vor wenigen Jahren in leichten Verbrennungskraftmaschinen ausschließlich verwendeten Lager mit Zinngehalten, die je nach der in der Maschine auftretenden Belastungsart zwischen 92 und 10% lagen, erwiesen sich als so betriebssicher, daß bis zu diesem Zeitpunkt die Lagersorgen im praktischen Betrieb unwesentlich waren. Diese Sachlage änderte sich ziemlich plötzlich mit der Einführung leichter Dieselmotoren sowie der Hochzüchtung von Flugmotoren (Vergasermotoren) durch noch weiter als bisher

getriebenen Leichtbau, höheres Verdichtungsverhältnis und höhere Drehzahlen. Diese Entwicklung führte zu so hohen stoßartigen Belastungen der Lager, daß die Ausgüsse durch Zermürbung zu Bruch gingen, bevor der Verschleiß seine zulässigen Grenzen überschritten hatte (vgl. S. 169). Daneben wirken sich infolge der Verformungen von Lager, Lagerträger und Welle im Betrieb noch Biegewechselkräfte sowie hohe Kantendrücke nachteilig auf die Lebensdauer aus.

Die Herabsetzung der Ausgußstärke war die erste Maßnahme zur Bekämpfung dieser Schwierigkeiten. Der Weißmetallausguß wurde statt mehrerer Millimeter nur einige Zehntel stark genommen. Darüber hinaus setzte sich die Erkenntnis durch, daß die Haftung des Ausgusses an der Schale der Kohäsion der Metalle, in besonderen Fällen außerdem noch der Diffusion von Schalen- und Ausgußwerkstoff zuzuschreiben ist. Daraus ergibt sich, daß grobes Schrappen der Stützschaale oder gar Einscheiden von Gewindegängen oder Nuten zwecks besserer Haftung unnötig und sogar schädlich ist, da an scharfen Übergängen und Stellen wechselnder Ausgußstärke Dauerbruchgefahr besteht.

Die bessere Bewährung des dünnen Ausgusses wird dadurch erklärt, daß die Möglichkeit plastischer Verformung des Lagerausgusses geringer ist. Außerdem ist die Wärmeableitung besser.

Eine weitere Maßnahme war die Verwendung verhältnismäßig dickwandiger Schalen aus mittelharter Bleibronze (40 bis 60 kg/mm² Brinellhärte). Dieser Werkstoff ergibt mit Weißmetallen eine besonders innige, durch die Diffusion bleihaltiger Legierungsbestandteile begünstigte Bindung von Ausguß und Stützschaale und besitzt eine hohe Dämpfungsfähigkeit. Lager dieser Art haben vor einigen Jahren die betriebssichere Durchbildung des Fahrzeug-Dieselmotors ermöglichen helfen.

Neben diesen Maßnahmen erwies sich der Übergang zu Lagermetallen höherer Festigkeit (bei Betriebstemperatur!) als notwendig. Praktische Bedeutung haben dabei bisher binäre oder fast binäre Blei-Kupfer-Legierungen, die sogenannten weichen Bleibronzen, sowie Kadmiumlegierungen gewonnen.

Einen wesentlichen Anhalt für die Eignung solcher Legierungen scheinen ihre Härte und Druckfestigkeit im praktisch vorkommenden Temperaturbereich (vom Anfahren bei Zimmertemperatur bis zum Dauerbetrieb bei Vollast und Erreichen höchster Betriebstemperaturen) sowie ihre Dauerschlagfestigkeit über den gleichen Temperaturbereich zu geben. Das Lagermetall darf nach den bisher vorliegenden Erfahrungen bei Zimmertemperatur keine zu hohe Härte aufweisen, die in Verbindung mit dem beim Anfahren noch herrschenden Ölmangel das Fressen begünstigt, andererseits darf bei Betriebstemperatur die Festigkeit noch nicht auf Werte abgefallen sein, die keinen hinreichenden Widerstand gegen die auftretenden Druckwechselbeanspruchung mehr bieten. Diese Fragen werden in der DVL zur Zeit näher untersucht.

Die Entwicklung der Lagermetalle mit erhöhter Festigkeit gegenüber Weißmetallen brachte neuartige Aufgaben. Die gießtechnische Herstellung von Ausgüssen sowohl aus Bleibronze wie aus Kadmiumlegierungen ist teils wegen der Wärmespannungen (Kadmium), teils wegen der richtigen Verteilung der metallischen Komponenten im Gleitmetall (Bleibronzen) schwierig und kann nur auf Grund von Sondererfahrungen geschehen. Diese Schwierigkeiten werden von einer Anzahl von Herstellern heute jedoch beherrscht.

Die größere Lagerhärte macht eine größere Laufflächenhärte des Wellenzapfens erforderlich. Während vergütete Wellen auf Weißmetallen ohne bedenklichen Verschleiß laufen, setzt Bleibronze im Flugmotor bei der Forderung der gleichen Betriebsstundenzahl wie bisher eingesetzte Wellen voraus. Über Kadmiumlager liegen in dieser Beziehung noch keine Erfahrungen vor. In beiden Fällen scheint allerdings nach Sammlung weiterer Erfahrungen die Möglichkeit der Verwendung vergüteter Wellen von 100 bis 120 kg/mm² Festigkeit erfolgversprechend. Ferner bietet

die Zapfenoberflächen-Härtung mit dem Schweißbrenner (Doppel-Duro-Härtung), die bei Fahrzeugmotor-Kurbelwellen bereits weitgehend angewendet wird, auch bei Flugmotor-Kurbelwellen die Möglichkeit einer Oberflächenhärtung.

Die neuen Lagermetalle haben geringere Notlauffähigkeit als Weißmetalle. Das liegt zum Teil an der höheren Härte, zum Teil an den speziellen Gleiteigenschaften der Metalle, die bei halbflüssiger Reibung von Bedeutung sind (Neigung des Kupfers zum Anreiben!). Dieses Verhalten zwingt zu besonders sorgfältiger Durchbildung der Lagerkonstruktion, zur sorgfältigen Ermittlung des richtigen Spiels und geeigneten Schmiermittels. Bleibronze erfordert wegen der größeren entstehenden Reibungswärme ein sehr großes, etwa verdoppeltes Spiel gegenüber Weißmetall, während die Anforderung des Kadmiums in dieser Beziehung voraussichtlich zwischen beiden liegt. Ferner ist besonders bei Bleibronze die Herstellung einer maßhaltigen Oberfläche höchster Genauigkeit ohne Nacharbeit erforderlich. Das Bearbeitungswerkzeug darf dabei nur schneiden, nicht drücken. Dieser Bedingung genügt nur ein Schneidwerkzeug, bei dem die Bildung einer Aufbauschneide vollkommen vermieden wird, d. h. genau genommen nur ein Diamant mit richtig gewählten Schneidwinkeln. Es gibt zur Zeit nur wenige Feinbohrwerke, die den bei der Lagerfertigbearbeitung auftretenden Ansprüchen an Genauigkeit genügen. Genannt seien die Feindrehbank von Boley und das Feinbohrwerk der Vomag. In letzter Zeit ist man sogar dazu übergegangen, besondere Feinbohrwerke zur Fertigbearbeitung der bereits in das Gehäuse eingebauten Grundlager von Reihenmotoren in einen Fertigungsgang zu schaffen (Hille-Bohrwerk). Besondere Lösungen erfordert hierbei die starre Lagerung der Bohrstange und das verzugfreie Spannen des Werkstückes. Bei diesen fertigungstechnischen Maßnahmen gelangt man jedoch voraussichtlich bereits zu Genauigkeiten, die beim Leichtmotor durch die elastischen und zum Teil sogar plastischen Formänderungen im Betrieb wieder in Frage gestellt werden. Plastische Formänderungen, die nach einiger Betriebszeit wiederholt festgestellt wurden, insbesondere auch mangelndes Fluchten der Lagerbrücken, sind wahrscheinlich durch das Auslösen innerer Spannungen unter dem Einfluß der Betriebserwärmung und Wechselbelastung zu erklären.

Abschließend wird ein kurzer Überblick über Eigenschaften und Besonderheiten der weichen Lagermetalle gegeben.

Die Zusammensetzung und Festigkeitseigenschaften von Zinn- und Bleilagermetallen sind in DIN 1703 und Beiblatt enthalten.

Bei sehr hohen Beanspruchungen, insbesondere bei hohen Spitzendrücken in Verbindung mit starken Lastwechseln, haben sich bei der Forderung guter Notlaufeigenschaften zum Teil nur Weißmetalle mit mehr als 86% Zinn bewährt, die durch ein Gefüge mit nadligen Cu-Sn-Kristallen gekennzeichnet sind. Eine bewährte Zusammensetzung ist

87% Sn, 6% Cu, 7% Sb.

Die vom englischen Luftfahrtministerium herausgegebene Specification DTD 244 vom September 1934 schreibt folgende Zusammensetzung vor:

5,5 bis 7,5% Cu, 6 bis 7% Sb, 0 bis 0,6% Ni, Rest Sn.

Diese Weißmetalle mit über 86% Sn werden im Flugmotorenbau bevorzugt angewendet.

Blei- und Zinnlagermetalle werden als Ausguß von Stützschaalen aus Stahl oder Bronze verwendet. Harte Bronzen können vermieden werden, da sie als Stützschaalen keine besonderen Vorteile bieten. Bei Dieselmotoren des Fahrzeugbaues haben sich dagegen verhältnismäßig starkwandige Schalen aus mittelharter Bleibronze (Zusammensetzung etwa 65% Cu, 25% Pb, Rest Ni, Zn, Sn, Sb als härtende Bestandteile, Brinellhärte 40 bis 60 kg/mm²) mit sehr dünnem, 0,3 bis 0,4 mm starken Weißmetallausguß bewährt.

Die Ausgußstärke sollte allgemein so gering wie möglich gemacht werden. Sie beträgt heute je nach Zapfendurchmesser 0,3 bis 1 mm.

Weiche Bleibronzen, die für Haupt- und Pleuellager leichter Verbrennungskraftmaschinen geeignet sind, enthalten 20 bis 30 oder mehr Prozent Blei, Rest Kupfer und teilweise Sonderzusätze bis zu 2%. Diese Zusätze sollen vorwiegend die Bleiverteilung verbessern, verursachen aber meist eine zusätzliche Härtung, die im allgemeinen unerwünscht ist. Als Zusätze sind zu nennen Sn, Ni, Si, Zn, Fe. Die Brinellhärte der weichen Bleibronzen liegt bei Zimmertemperatur zwischen 25 und 32 kg/mm².

Weiche Bleibronzen werden als Ausgüsse von Stützschaalen aus Stahl verwendet. Die Schalen werden als ungeteilte und geteilte Schalen mit und ohne Bund, ferner als schwimmende Büchsen mit Innen- und Außenauflagefläche (Pleuellager von Stern-Flugmotoren) ausgeführt. Die Ausgußstärke beträgt 0,3 bis 1 mm.

Der Ausguß wird nach Sonderverfahren durch Gießen, Schleudern oder Tauchen in die Stützschaalen eingebracht. Die Erzielung einer guten Bindung und feinen gleichmäßigen Bleiverteilung erfordert die Beobachtung besonderer gießtechnischer Maßnahmen, die nur mit Sondereinrichtungen von Spezialfirmen beherrscht werden.

Die Anwendung von Kadmium als Lagermetall ist in Deutschland noch im Entwicklungsstadium, während sie insbesondere in Amerika u. a. durch die Federal Mogul Corporation schon weitgehend gefördert zu sein scheint.

Kadmiumlagermetalle bestehen aus Kadmium mit 1 bis 3% härtenden Zusätzen (z. B. Ni, Cu, Ag). Besonders bewährt hat sich offenbar das von der genannten amerikanischen Firma verwendete Kadmium mit 0,5% Cu und 2% Ag und einer Brinellhärte von etwa 40 kg/mm² bei Zimmertemperatur.

Kadmiumlagermetalle werden als Ausgüsse von Stützschaalen verwendet. Die Einbringung des Ausgusses machte infolge großer Wärmespannungen zwischen Stützschaale und Ausguß erhebliche Schwierigkeiten, scheint jedoch heute beherrscht zu werden.

2. Harte Lagermetalle.

Zu den harten Lagermetallen zählen:

- harte Bronzen (Zinnbronzen, Sonderbronzen), Rotguß,
- Leichtmetalle,
- Gußeisen.

Die harten Lagermetalle können nicht verwendet werden, wenn Kantenpressungen durch elastische Formänderungen auftreten, da sie nicht oder nur in geringem Maße die Fähigkeit zur Laufspiegelbildung bei örtlicher Überlastung haben. Anwendungsbeispiele für harte Lagermetalle sind die Lagerstellen der Hilfsantriebe, Kolbenbolzenaugen sowie Führungen für Ventile und Ventilstößel. Selbst bei Nockenwellenlagern sind die Laufeigenschaften harter Lagermetalle oft kaum noch ausreichend, so daß man hier bereits teilweise Schalen mit dünnem Weißmetallausguß bevorzugt.

Die Belastbarkeit der harten Lagermetalle ist bei ruhender Last wegen der hohen Festigkeit naturgemäß sehr hoch, sie kann jedoch bei der Möglichkeit örtlicher Schmierfilmstörungen nie voll ausgenutzt werden. Wesentlich ist, daß im Gefügebau des Metalles keine zum Anreiben und Fresen neigenden Bestandteile enthalten sind. Wenn dieser Hauptbedingung entsprochen ist, ist ein Metall, hinreichend großen Härtesprung zwischen Lager und Welle vorausgesetzt, grundsätzlich für die umrissenen Verwendungszwecke geeignet. Für die praktische Verwendung haben sich dabei die obengenannten Gruppen als die geeignetsten herausgestellt.

Die Härte dieser Metalle macht eine möglichst hohe, etwa durch Einsetzen erzielte Wellen Härte wünschenswert, wenn kein unzulässig hoher Verschleiß eintreten soll.

Als harte Lagermetalle, vor allem in Form von Lagerbuchsen, werden hauptsächlich Bronzen verwendet, d. h. in weiterem Sinn Legierungen mit vorwiegendem Kupfergehalt (mindestens 78%) und Zusätzen anderer Metalle, vor allem Sn, ferner Pb, Al, Zn, Mn (vgl. DIN 1705). Ausgenommen sind dabei die Kupfer-Zinklegierungen (Messing).

Die Zahl der für Lagerzwecke geeigneten Legierungen ist außerordentlich groß, für Lagerbuchsen im Flugmotorenbau hat sich jedoch für hohe Belastung eine mit Phosphor desoxydierte Zinnbronze mit etwa 9% Sn in Form gezogener Rohre allgemein durchgesetzt. Ihre Brinellhärte beträgt 160 bis 180 kg/mm². Noch bessere Laufeigenschaften besitzt die entsprechende Bronze in gegossenem Zustand mit 10 bis 14% Sn (GBz 10 bzw. GBz 14), doch ist ihre Belastbarkeit entsprechend der niedrigeren Härte wesentlich geringer. Als Werkstoff mit besonderer Eignung für Ventilführungen ist Cuprodrur zu nennen, eine Kupferlegierung, die infolge geringer Ni- und Si-Zusätze aushärtbar ist und als gezogenes Material ausgehärtet mit 160 bis 210 kg/mm² Brinellhärte verwendet wird, ferner Berylliumbronze mit 2,5% Be und einer Brinellhärte von 300 bis 400 kg/mm². Erwähnt sei noch Rotguß mit 5 bis 9% Sn (Rg 5, Rg 9), der jedoch nur außerhalb des Leichtmotorenbaues für Lagerzwecke verwendet wird.

Die — allerdings nach anderen Gesichtspunkten — für Kolben entwickelten Leichtmetallegerierungen, welche in ihrem ursprünglichen Verwendungsbereich ebenfalls gute Gleit- und Reibungseigenschaften aufweisen müssen, zeigten den Weg zur Anwendung von Leichtmetallegerierungen für Gleitlager.

Der den Weißmetallen im allgemeinen verwandte Aufbau bewährter Kolbenlegierungen, wie z. B. der übereutektischen Al-Si-Legierung KS 280, in der harte Si-Kristalle in eine weichere Grundmasse eingebettet sind, führte zu dem Vorschlag, derartige Legierungen an Stelle von Weißmetallen, d. h. von notlaufreichen Lagermetallen, zu verwenden. Diese Legierungen erwiesen sich jedoch als zu empfindlich gegen örtliche Überlastungen.

Die Schwierigkeiten für eine erfolgreiche Verwendung von Aluminium und seinen Legierungen für Lager mit der Fähigkeit zum Einlauf und Notlauf liegen folgendermaßen begründet.

Reines Aluminium mit einer Brinellhärte von 24 bis 32 kg/mm² in gegossenem Zustand ist wegen seiner Neigung zum Schmieren und Anreiben ungeeignet. Zusätze von praktisch in Frage kommenden Elementen führen zu einer Härtung der Grundmasse und verringern dadurch die Notlaufeigenschaft so stark, daß die entstehenden Legierungen bereits zu den harten, notlaufschwachen Lagermetallen gerechnet werden müssen. Das Ziel der Legierungsforschung müßte die Ermittlung von Zusätzen sein, welche die Grundmasse nur so weit durchhärten, daß man zu einem Lagermetall mit hinreichenden Notlaufeigenschaften gelangt, andererseits Bestandteile im Gefüge erhält, die als harte Tragkristalle in die weiche Grundmasse eingebettet sind. Unter Berücksichtigung des Standes der Konstitutionsforschung des Aluminiums sind die Aussichten auf einen Erfolg derartiger Arbeiten nur gering. Fortschritte sind voraussichtlich mehr auf dem Gebiet der baulichen Durchbildung zu erwarten (z. B. Vermeidung der Kantenpressung durch Vorweite und elastische Anordnung).

Wo Kantenpressung vermieden werden kann, haben bestimmte Leichtmetallegerierungen gute Laufeigenschaften gezeigt. So laufen Pleuellstangen aus Legierungen vom Y-Typ (nickelhaltiges Duralumin) in kleinen englischen luftgekühlten Reihenmotoren unmittelbar auf dem Kurbelzapfen. Viel angewendet werden ferner auch Magnesiumlegierungen (AZM und AZG) als Laufbuchsen. Sie bewähren sich einwandfrei und bringen eine Gewichtersparnis gegenüber Bronze.

Gußeisen hat sich bei richtiger Gefügeausbildung, nämlich bei perlitischer Grundmasse und fein verteiltem Graphit, als ausgezeichnete Werkstoff für die hier besprochene Aufgabe erwiesen. Perlitguß kann zweifellos mit gutem Erfolg in vielen Fällen an die Stelle von Bronze treten. Der geringe Umfang seiner Verwendung ist offenbar weitgehend der Anschauung des Konstrukteurs zuzuschreiben, der im Gußeisen allgemein keinen hochwertigen Werkstoff erblickt.

III. Prüfverfahren.

Aus den vorstehenden Ausführungen geht hervor, daß das Verhalten von Lagermetallen im Betrieb nicht allein von bestimmten Werkstoff-Eigenschaften abhängt, sondern noch durch andere Faktoren mitbestimmt wird (Bearbeitungsgüte, Ölverhalten und Werkstoffeigenschaften), die ihrerseits wieder in Wechselwirkung mit nicht genau erfaßbaren physikalischen Vorgängen stehen. Eine zahlenmäßige Festlegung der Fähigkeit eines Lagermetalls, sich im Flugmotor zu bewähren, ist daher nicht möglich. Die Prüfungen am Werkstoff ergeben Anhaltspunkte für die Beurteilung. Die entscheidende Prüfung ist das Verhalten im Motor oder in einer Lagerprüfeinrichtung, die die Bedingungen des Motors hinreichend ähnlich nachahmt.

1. Werkstoffprüfung.

Zug- und Biegeversuche an Lagermetallen sind von geringerer Bedeutung als andere Prüfungen, da derartige Beanspruchungen im Lagerbetrieb kaum auftreten.

Die Härteprüfung ist die bevorzugte statische Prüfung bei Lagermetallen. Sie soll den Widerstand gegen Eindringen fremder Stoffe und die Nachgiebigkeit gegenüber hohen Drücken ermitteln und vor allem die Verschlechterung dieser Eigenschaften bei höheren Temperaturen zahlenmäßig angeben. Üblich ist deshalb die Ermittlung des Abfalls der Brinell-Härte mit steigender Temperatur. Auch die Borofskische Quetschhärteprüfung wird angewandt, bei der eine kleine Kugel eine Rinne in die Metallfläche hineindrückt. Hierbei tritt eine zusammengesetzte Schub- und Druckbeanspruchung auf. Diese Versuche geben ebenso wie Druckversuche mit Feinmessung im praktisch vorkommenden Temperaturbereich einen guten Anhalt für die Tragfähigkeit. Ihr Ausfall bei höheren Temperaturen kann bei weichen Legierungen von vornherein die Unbrauchbarkeit als Lagermetall erkennen lassen. Aus der Härteprüfung einen Maßstab für die Sicherheit gegen Fressen herzuleiten oder Rückschlüsse auf die Laufeigenschaften zu ziehen, ist nicht angängig, da auch der Gefügebau von wesentlichem Einfluß auf diese Eigenschaften ist. Von zwei Legierungen kann die härtere oder die weichere die besseren Laufeigenschaften zeigen. Andererseits hat ein Werkstoff, bei dem die harten Tragkristalle in weicher Grundmasse liegen, scheinbar ganz geringe Härte, aber doch gute Laufeigenschaften auf Grund der Härte der einzelnen Kristalle. Unentbehrlich ist die Härteprüfung beim Vergleich innerhalb von Legierungsgruppen gleichen Aufbaus, insbesondere bei Überwachung der Fertigung.

Die Stauch- und Quetschprüfungen zur Erzeugung von Rissen sollten die Gefahr der Ribbildung prüfen, nachdem sich gezeigt hatte, daß die Lager durch Ribbildung im Betrieb zerstört werden. Diese Versuchsart läßt indessen den wesentlichen Unterschied in den Ursachen der Ribbildung außer acht, der beim Versuch und im Betrieb vorliegt. Im Lager treten die Risse als Ermüdungserscheinungen des Gefüges auf, bei den Versuchen dagegen als Folge von Zugspannungen auf der Oberfläche der Körper.

Die Prüfung der Ermüdungsfestigkeit ist erst an einigen wenigen Lagerbaustoffen durchgeführt und in Form der Dauerbiegefestigkeit ermittelt. Es kann noch nicht gesagt werden, welche Rückschlüsse aus dem Ergebnis auf das Ermüdungsverhalten im Betrieb gezogen werden können. Die Vornahme von Dauerschlagversuchen in einer von der DVL geplanten Einrichtung ist vorgesehen, da sie voraussichtlich Schlüsse auf die praktische Bewährung gestattet. Eine ganze Anzahl von Prüfverfahren hat die Ermittlung der Laufeigenschaften zum Ziel, wobei unter Laufeigenschaften keineswegs die Fähigkeit, sich im Betrieb zu bewähren, verstanden werden kann. Diese an Versuchsstücken ausgeführten Prüfungen zergliedern sich in Reibungsmessungen und Verschleißmessungen. Sie werden teils mit, teils ohne Schmierung vorgenommen. Bei den Reibungsmessungen wird eine Probe gegen eine umlaufende Stahlscheibe gedrückt, die in ein Ölbad eintaucht. Gemessen werden der Temperaturanstieg und der Reibungs-

wert. Zwischen den im Beharrungszustand erreichten Temperaturen bestehen nur geringe Unterschiede. Die erreichbaren Belastungen hängen natürlich auch von dem verwendeten Schmieröl ab. Darum werden zuweilen falsche Schlüsse aus den Versuchsergebnissen gezogen. Es kann auf Grund solcher Versuche nicht gesagt werden, ob sich ein Werkstoff für höhere Beanspruchungen eignet oder nicht. Die an Lager- und Kolbenwerkstoffen vorgenommenen Versuche ergaben für die letzteren fast noch bessere Werte.

Für die Legierung KS 280 wurden an einer Stelle keine vorteilhaften Eigenschaften festgestellt, da bei der betreffenden Versuchseinrichtung bei 50 kg/cm² Belastung Fressen eintrat. Mit einer prinzipiell ähnlichen Einrichtung, bei der die Temperatur konstant gehalten werden konnte, wurden dagegen sehr gute Reibungseigenschaften bis zu Belastungen über 200 kg/cm² ermittelt. Die Unterschiede beweisen den überragenden Einfluß der Nebenbedingungen beim Versuch.

Die angewendeten Methoden sind häufig ebensowohl Ölprüfungen wie Lagermetallprüfungen. Dies wird dadurch augenfällig, daß für beide fast die gleichen Einrichtungen in Vorschlag gebracht worden sind (Spindel-Maschine).

Verschleißprüfungen an Werkstoffen sind bei flüssiger bzw. halbflüssiger Reibung insbesondere an Kolbenlegierungen vorgenommen worden, deren Ergebnisse auch für die Lagergestaltung von Belang sind. Durch Vergleich mit der Abnutzung eines gleichzeitig laufenden Körpers entstand eine Verschleißwertskala von praktischem Wert für den Kolbenbau.

Mit Lagermetallen liegen die Ergebnisse trockener Verschleißversuche vor, die auf Polierrotpapier gemacht wurden. Hierbei zeigte eine Aluminium-Kolbenlegierung überragendes Verhalten. Es folgten, in der Größenordnung des Verschleißes geordnet, Gußeisen, die Bleibronzen, ein Kadmiumlagermetall und die Weißmetalle WM 80 vor WM 42 und WM 5. Aus früheren Abschnitten geht hervor, daß diese Skala eine Beurteilung für die Eignung im Motor nicht ermöglicht.

Die Haftfestigkeit (Bindung) und Dauerbiegefestigkeit prüft die Stanton-Probe, bei der ein dünner Lagermetallausguß in einem Stahlring einer Dauerbiegung unterworfen wird. Der Stahlring läuft zwischen drei Rollen, wobei er elastisch zusammengedrückt wird. Ergebnisse dieser Prüfung wurden noch nicht in solchem Umfang veröffentlicht, daß eine kritische Betrachtung möglich wäre. Die Versuchsbedingungen und die Proben dürften nur sehr schwierig so zu gestalten sein, daß Vergleichswerte für alle Lagermetalle gewonnen werden können. Ein anderer Haftfestigkeitsversuch nach Stanton besteht darin, daß ein schmaler Lagermetallstreifen, der in normaler Weise in einer Buchse aufgebracht wurde, durch einen Dorn abgeschert wird.

2. Lagerprüfung.

Auch bei den Prüfungen an fertigen Lagern ist bei den bekannten Verfahren zwischen Reibungs- und Verschleißprüfungen zu unterscheiden. Bei diesen Verfahren wirkt außer den Einflüssen des Öls und des Wellenwerkstoffes noch die konstruktive Gestaltung auf die Ergebnisse ein. Es werden also Sonderfälle betrachtet, die nur Vergleichswerte liefern können.

Bei den Verschleißversuchen an ruhend belasteten Lagern nach dem Verfahren der Reichsbahn wird der Verschleiß bei flüssiger Reibung gemessen, der von den vom Öl mitgeschwemmten Fremdteilchen wesentlich abhängt. Die Ergebnisse decken sich in der Reihenfolge der Verschleißgröße mit den Ergebnissen der trockenen Verschleißprobe. Der bekannte Kammerer-Welter-Lagerprüfstand dient im wesentlichen Reibungsmessungen. Bei gleichbleibender Drehzahl wird durch Temperaturmessung ermittelt, bis zu welcher Belastung sich flüssige bzw. halbflüssige Reibung ohne Fressen aufrechterhalten läßt. Bei diesen Versuchen, die nur für einen Teil von Werkstoffen vorliegen, schneiden die härtesten Bronzen im allgemeinen am besten ab. Ein Un-

sicherheitsfaktor liegt bei diesen Prüfungen vor allem darin, daß man die Lager vor dem eigentlichen Versuch »gut einlaufen« lassen muß. Die hierbei erzielbare Laufspiegelbildung ist wieder von der vorhergegangenen Bearbeitung abhängig. Für Lager mit nach Größe und Richtung gleichmäßiger Belastung (Elektromotoren, Transmissionen) sind die Ergebnisse dieser Versuche einwandfreie Berechnungsgrundlagen; nicht jedoch für Flugmotorenlager, wo die Belastung in die physikalischen Verhältnisse (Schmierung) störend eingreift und das Versagen im allgemeinen durch Ermüdungserscheinungen gekennzeichnet ist. Unter den dort herrschenden Bedingungen liegen noch keine Versuche vor.

Ein Prüfverfahren für Lagermetalle für den Flugmotorenbau muß diese in einem möglichst kurzen Versuch in der gleichen Weise beanspruchen und vor allem abnutzen wie im Flugmotor. Die DVL hat eine derartige Einrichtung in ihrer Lagermetallprüfmaschine zu entwickeln versucht. Wesentlich an dieser Einrichtung ist die stoßweise Belastung, welche die Ermüdungseigenschaften der Werkstoffe zu erproben gestattet. Die Untersuchungen erfolgen an Versuchslagern und nicht an Probestücken, um die Ergebnisse leichter in den Motorenbau übertragen zu können.

Zur Lösung der eingangs erwähnten Lagerfrage gehört auch, daß die Lösung wirtschaftlich ist. Von wirtschaftlicher Bedeutung ist in diesem Zusammenhang die Vermeidung gehärteter Kurbelwellen. Darum muß bei der Erprobung und Beurteilung von Lagerwerkstoffen auf die Abstimmung von Wellen- und Lagerwerkstoff der größte Wert gelegt werden.

3. Wert der Prüfungen.

Aus der Verwickeltheit der Vorgänge und Beanspruchungen in einem Flugmotorenlager geht hervor, daß ein einzelnes Prüfverfahren, das eine bestimmte Eigenschaft zahlenmäßig festlegt, nur geringen Wert im Rahmen der Gesamtbeurteilung hat. Bei den Werkstoffprüfungen kann gesagt werden, daß in allen Fällen gewisse zahlenmäßige Mindestanforderungen zu stellen sind, ehe ein Werkstoff überhaupt in Betracht gezogen werden kann.

Die verschiedenen Prüfverfahren liefern für die einzelnen Lagermetalle verschiedene Reihenfolgen in der Abstufung nach den Versuchswerten. Dies führt dazu, daß jeder Hersteller in seinen Prospekten Kurven zeigt, in denen sein Material das beste ist. Hier wird am besten der zweifelhafte Wert einer einzelnen Eigenschaft zur Urteilsgewinnung über die praktische Brauchbarkeit offenbar.

Infolge der Empfindlichkeit vieler Legierungen gegen Behandlungsunterschiede können zwischen den an Proben ermittelten und den Betriebswerten abweichende Eigenschaften zu Tage treten.

Reibungsmessungen liefern besonders unzuverlässige Ergebnisse, da sie stark von der jeweiligen Schmierung abhängen und schon die Ölart großen Einfluß hat. Verschiedenheit des Öls ergibt größere Unterschiede in den Reibungszahlen als Verschiedenheit der Lagermetalle bei gleichem Öl. Auch an praktischem Wert tritt die Reibungsprüfung hinter der Verschleißprüfung zurück.

Den üblichen Verschleißverfahren haftet der Mangel an, daß sie nur den Verschleiß durch mechanischen Abrieb bestimmen. Entscheidenden Wert hat erst ein Prüfverfahren, in welchem die Betriebsbedingungen des Motors klar definiert nachgeahmt werden und die Festigkeit der Stoffe gegenüber der typischen Dauerdruckbeanspruchung untersucht wird.

IV. Zusammenfassung.

Die Betrachtung des Aufbaus einer Lagerstelle und der Belastungsart der Flugmotorengleitlager ergibt ein Bild der auftretenden Beanspruchungen. Diese Beanspruchungen rufen bei den Lagerwerkstoffen neben dem mechanischen Verschleiß Ermüdungserscheinungen infolge Dauerstoßbelastung hervor.

Die zur Aufnahme der Belastungen dienenden Lagermetalle können nach ihrer Härte in zwei Gruppen eingeteilt

werden. Die weichen Lagermetalle haben gute Einlauf- und Notlaufeigenschaften. Am günstigsten verhalten sich hierin die Zinnmetalle. Ihre Festigkeit reicht jedoch bei den gesteigerten Anforderungen im Flugmotor in vielen Fällen nicht mehr aus und zwingt zur Verwendung von Lagermetallen höherer Festigkeit, bei denen Einlauf und Notlauf sich gegenüber den Zinnmetallen verschlechtern. Bisher haben für diesen Zweck weiche Bleibronzen und Kadmiumpulverlegierungen Verwendung gefunden. Für die Fertigung und bauliche Gestaltung ergeben sich bei der Verwendung dieser gegenüber Zinnmetall härteren Legierungen besondere Maßnahmen zur Erhaltung ausreichender Betriebssicherheit.

Die ausgesprochen harten Lagermetalle eignen sich nur dort, wo örtliche Überlastungen, besonders hervorgerufen durch Kantenpressungen, vermieden werden können. Als harte Lagermetalle werden Bronzen, Leichtmetalle und Gußeisen in einzelnen besprochen.

Die verschiedenen Beanspruchungsarten und die verschiedenen Eigenarten der Werkstoffgruppen haben zu einer Vielzahl von Prüfverfahren geführt. Keines davon reicht zu einer entscheidenden Beurteilung aus. Es ergibt sich die Notwendigkeit, ein Verfahren zu entwickeln, das die Betriebsbedingungen des Flugmotors in allgemeiner Form, klar definierbar, nachahmt. Dies ist möglich, nachdem die ausschlaggebende Art der Beanspruchung als Dauerdruckbeanspruchung erkannt ist. Die DVL erprobt eine derartige von ihr entwickelte Lagermetallprüfmaschine.

V. Schrifttum.

- [1] Falz, Schmieretechnik, 2. Aufl., Verlag Springer, Berlin 1931 (enthält eine Schrifttumübersicht von 105 Stellen über Reibung, Schmierung und verwandte Gebiete).
- [2] Füßenhäuser, Neuere Erkenntnisse auf dem Gebiet der Gleitlager für Flugmotoren; Luftwissen Bd. 1 (1934), Nr. 6, S. 158 (enthält eine Schrifttumübersicht von 40 Stellen, welche die wichtigen neueren Arbeiten umfaßt).
- [3] Czochralski-Welter, Lagermetalle und ihre technologische Bewertung, 2. Aufl., Verlag Springer, Berlin 1924.
- [4] Fleischmann, Lagerweißmetalle und ihre Prüfung; Forschungsarbeiten über Metallkunde und Röntgenmetallographie, Folge 3, Verlag Vogelrieder, München 1932.
- [5] Sommer, Prüfung der Leichtkolbenbaustoffe; Forschungsarbeiten über Metallkunde und Röntgenmetallographie, Folge 4.
- [6] Koch, Charakteristik von Kolbenmaterialien unter besonderer Berücksichtigung des Verschleißwertes; Diss. Aachen 1931.
- [7] Karl Schmidt G. m. b. H., Neckarsulm, Bericht über Versuche zur Bestimmung der gleitenden Reibung; Manuskript.
- [8] Metallgesellschaft A. G., Bericht über Arbeiten auf dem Lagermetallgebiet; Manuskript.
- [9] Hensel-Tichvinsky, Straight copper — lead alloys versus leaded solid — solution bronzes for heavy duty bearings; Trans. Amer. Soc. mech. Engr. Bd. 53 (1931) und 54 (1932).
- [10] Linicus, Über die Ermittlung der Laufeigenschaften von Lagerwerkstoffen; Schriften d. Hess. Hochschulen; T. H. Darmstadt, 1933 (H. 2).
- [11] V. Ende, Stand der neuzeitlichen Lagerprüfung; Z. techn. Phys. Jg. 9 (1928), Nr. 4, S. 121.
- [12] Müller, Versuche mit Lagern bei der Reichsbahn; Glasers Annalen, Sonderheft vom 1. 7. 1927.
- [13] Sparrow, Recent developments in main and connecting rod bearings; J. Soc. automot. Engr. Bd. 35 (1934), Nr. 1, S. 229.
- [14] van Steeven, Neue Verfahren und Maschinen zum Prüfen von Schmierölen; Werft Reed. Hafen Jg. 15 (1934), Nr. 5, S. 60.

- [15] Eilender, Oertel, Schmalz, Grundsätzliche Untersuchungen des Verschleißes auf der Spindelmaschine; Arch. Eisenhüttenwes. Jg. 8 (1934), Nr. 2, S. 61.
- [16] Larson, Copper-lead engine bearing are coming fast; Automot. Ind. Bd. 70 (1934), Nr. 26, S. 806.
- [17] Walger, Schmiertechnische Untersuchungen (mit 9 Schriftumangaben); Z. VDI Bd. 76 (1932), Nr. 9, S. 205.
- [18] Kohlenwasserstofföle II. (1928—32), Verlag Chemie 1934, Abschnitt 12: Schmieröle.
- [19] Meier, Gleitlager und deren Schmierung; Automob.-techn. Z. Jg. 37 (1934), Nr. 5, S. 138.
- [20] Stephan, Lagerbeanspruchungen bei Fahrzeugdieseln; Automob.-techn. Z. Jg. 37 (1934), Nr. 16, S. 425.
- [21] Heyer, Korrosion von Blei durch Fettsäuren in Gegenwart von Eisen; Seifensiederzeitg. 1933 (60), S. 131/3; 165/7.
- [22] Denham, Allison Corp. begins production of high leaded bronze lined bearings; Automot. Ind. Bd. 71 (1934), Nr. 24, S. 738; s. a. Automob.-techn. Z. Jg. 37 (1934), Nr. 15, S. 408.
- [23] Heldt, p. V. factor is not proper measure of bearing capacity; Automot. Ind. Bd. 66 (1932), Nr. 24, S. 842.
- [24] Blume, Zinnbronzen mit hohem Bleigehalt als neuzeitliche Lagerwerkstoffe; Automob.-techn. Z. Jg. 35 (1932), S. 398.
- [25] Semmler, Lager aus Bleibronze; Werkst.-Techn. Jg. 28 (1934), Nr. 19.
- [26] N. N., Zahlenmäßige Bestimmung des Feinheitsgrades von Oberflächen; Masch.-Bau Bd. 13 (1934), Nr. 13/14, S. 375.
- [27] Lindau, Tatsächlicher und gemessener Feinheitsgrad geschliffener Flächen (mit 3 Schriftumhinweisen); Z. VDI Bd. 78 (1934), Nr. 31, S. 941.
- [28] Vieweg, Stand der Forschung über Schmierfähigkeit; Öl u. Kohle Jg. 2 (1934), Nr. 11, S. 494.
- [29] Shaw, Schmierung von Kraftfahrzeugmotoren mit kolloidal graphitierten Ölen; Dtsch. Mot.-Z. Jg. 10 (1933), Nr. 7.
- [30] Stanton, Adhesion and fatigue of thin coatings of white metal deposited on mild steel surfaces; ARC Rep. Mem. Nr. 1424 (1930).
- [31] Armbruster, Zur Frage hochbeanspruchter Gleitlager bei schnelllaufenden Maschinen. Schriften der Hess. Hochsch., T. H. Darmstadt, Jahrgang 1934 (Heft 3), S. 90/101. Werkstofftechn. Kolloquium am 17. 11. 34.

Herabsetzung der Dauerfestigkeit von Nichteisenmetallen an Kraftangriffsstellen.

Von K. Matthaes.

Bericht 35/14 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, e. V., Berlin-Adlershof.

Im Betrieb auftretende Dauerbrüche gehen fast ebenso häufig wie von Kerben, von kraftübertragenden Verbindungsstellen aus. Während aber über den Einfluß der Kerbwirkung auf die Dauerfestigkeit zahlreiche Untersuchungen vorliegen, ist über den Einfluß der Kraftangriffsstellen nur verhältnismäßig wenig Material veröffentlicht, und dies beschränkt sich außerdem nur auf das Verhalten von Stählen. Im folgenden wird daher gezeigt, wie die Verhältnisse bei Aluminium- und Magnesium-Legierungen und bei Kupfer liegen.

Gliederung.

1. Anlaß zur Untersuchung.
2. Die Ursachen zur Festigkeitsminderung an Einspannstellen.
3. Mittel zur Verbesserung der Festigkeitseigenschaften an Einspannstellen.
4. Gang der Untersuchung.
5. Ergebnis.
6. Schrifttum.

1. Anlaß zur Untersuchung.

Im Jahre 1933 erfolgte im Flugbetrieb der Bruch einer Leichtmetall-Luftschraube. Die Untersuchung der Bruchstücke bei der DVL ergab, daß der Bruch ein Dauerbruch ist, dessen Entstehung durch Fressen und Korrosion an der Nabeneinspannung eingeleitet wurde. Die Abb. 1 und 2 zeigen die Bruchstelle und das Aussehen des Schraubenfußes an der Nabeneinspannung. Wie man aus den Abbildungen sieht, zeigt der Schraubenfuß starke Freißpuren und ist mit schwarzen — überwiegend metallischen — Reibprodukten und weißen — überwiegend oxydischen — Korrosionsprodukten bedeckt. —

Dieser Vorgang führte zu einer Wiederaufnahme bereits im Jahre 1931 begonnener Arbeiten über den Einfluß von Reib- und Freißerscheinungen auf die Dauerfestigkeit. Die Versuche sollten einmal die Ursache für die Herabsetzung der Dauerfestigkeit an Kraftangriffsstellen aufklären helfen, und sie sollten weiterhin dazu führen, Mittel zur Verbesserung der Festigkeit an solchen Übergangsstellen zu finden.

2. Die Ursachen der Festigkeitsherabminderung an Einspannstellen.

Als Ursache der Festigkeitsherabminderung kommen zwei verschiedene Erscheinungen in Frage, die an solchen Kraftangriffsstellen auftreten. Das eine ist die stets auftretende Korrosionserscheinung, die zum Auftreten des »Arbeitsrostes« (bei Stahl rot bis braun, bei Leichtmetallen schwarz, daneben auch weiß) führt. Es liegt sehr nahe, die Herabsetzung der Dauerfestigkeit mit diesem Rosten in Verbindung zu bringen, da die Korrosionsdauerfestigkeit bekanntlich sehr viel niedriger liegt, als die Dauerfestigkeit ohne Korrosionseinfluß und da die Herabsetzung der Festigkeit an solchen Übergangsstellen besonders bei verhältnismäßig unedlen Werkstoffen (Stahl- und Magnesiumlegierungen) mit verhältnismäßig niedriger Korrosionsdauerfestigkeit beobachtet wurde.

Andererseits kommt als Ursache für die Herabsetzung der Dauerfestigkeit auch unmittelbar die Freiß- und Reibwirkung in Betracht, da diese zu starken Verzerrungen des Materials an der Oberfläche führen kann. Ein Bild von dieser Erscheinung kann man sich an Hand der Skizze Abb. 3 machen, die einen Stab zeigt, der zwischen zwei ausgesparten Backen eingespannt ist. Wird ein solcher Stab auf Biegung beansprucht, so erfährt die Zugseite eine Verlängerung, die

Druckseite eine Verkürzung, die sich auch auf den innerhalb der Einspannung liegenden Teil fortsetzen, wenn man voraussetzt, daß eine geringe Gleitmöglichkeit zwischen Ein-

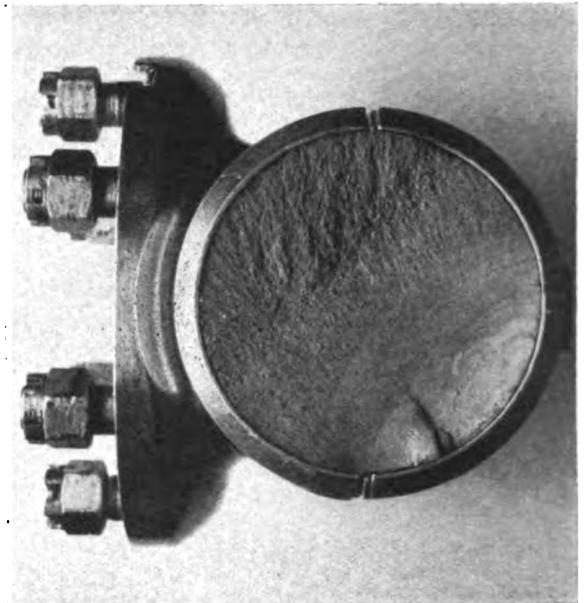


Abb. 1. Luftschraubenbruch. Aussehen der Bruchfläche.



Abb. 2. Luftschraubenbruch. Freiß- und Korrosions-Erscheinung an dem gebrochenen Luftschraubenzapfen. (Rückseite.)

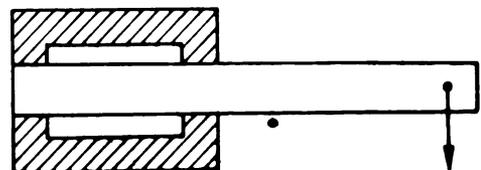


Abb. 3. Zwischen zwei ausgesparten Backen eingespannter Stab.

spannung und Stab besteht. Hierdurch kommt es zu einem Gleiten des Stabes in der Einspannung um ganz geringe Beträge, das aber bei ziemlich festem Sitz der Einspannung unter sehr hohen Reibungskräften erfolgen muß. Das führt u. U. zu starken Zerrungen des Materials an der Staboberfläche und zu Freßerscheinungen an Stab und Einspannung. Da diese Zerrungen in Beanspruchungsrichtung liegen, könnte man sich vorstellen, daß sie eine wesentliche Beanspruchungssteigerung bedeuten und dadurch zum Dauerbruch führen. Diese Wirkung muß in ganz ähnlicher Weise auch an beliebig anders geformten Einspannstellen auftreten, da eine Einspannung fast nie so starr ist, daß nicht am Rande derselben Dehnungen und Bewegungen des eingespannten Teiles möglich wären.

Daß die an solchen Einspannstellen auftretenden Freßwirkungen unter Umständen mit außerordentlich starken Kraftwirkungen und Materialbeanspruchungen verknüpft sind, sieht man z. B. aus Abb. 4 und 5. Abb. 4 zeigt z. B. den Querschnitt durch ein Stück Stahl, das an einer Freßstelle zwischen einer Kurbelwelle und einer Luftschraubennabe aus Welle und Nabe herausgebrochen war. Die beiden Werkstoffe von Welle und Nabe sind vollständig miteinander verschweißt und stellenweise schichtenförmig zu einem neuen Stück zusammengeschweißt. Abb. 5 zeigt die Zerstörungen an einer anderen Kurbelwelle durch Freßerscheinungen, die in diesem Fall durch einen Riß in der Welle eingeleitet wurden.

3. Mittel zur Verbesserung der Festigkeitseigenschaften an Einspannstellen.

Als Mittel zur Verbesserung der Festigkeitseigenschaften an Einspannstellen, die im Hinblick auf den beschriebenen Luftschraubenbruch möglichst ohne konstruktive Änderung noch nachträglich angewandt werden konnten, kamen einmal Zwischenlagen aus weichen Werkstoffen an der Einspannstelle (in diesem Fall also zwischen Schraubenfuß und Nabe), andererseits eine Oberflächenbehandlung des gefährdeten Teiles (Schraubenfuß) in Betracht.

4. Gang der Untersuchung.

Um diese Fragen zu klären und um festzustellen, wie die Beanspruchungsverhältnisse unter Bedingungen, die der Einspannung des Luftschraubenblattes in der Nabe entsprechen, liegen, wurden Biegeschwingungsversuche unter verschiedenen Versuchsbedingungen durchgeführt. Als Werkstoffe für die Versuche dienten Proben aus Elektron AZ 855, Duralumin 681 B, Duralumin 681 ZB und Kupfer. Die Versuche wurden zum Teil auf der Dauerbiegemaschine von Schenck (mit umlaufender Probe), zum Teil auf DVL-Planbiege-Dauerprüfmaschinen durchgeführt. Um die Versuchszeit abzukürzen, wurden die Versuche vielfach nur

bis zu 2 Mill. Perioden ausgedehnt. Die Dauerfestigkeitswerte wurden für folgende Versuchsbedingungen bestimmt:

- 1) Am allseitig bearbeiteten polierten Probestab, ohne Korrosionseinwirkung.
- 2) Dasselbe (1), aber nach schwacher Vorkorrosion durch Leitungswasser.
- 3) Am glatten zylindrischen Probestab mit aufgesetzter Reibhülse aus Stahl. Form der Reibhülse s. Abb. 6; Anpreßdruck $0,4 \text{ kg/cm}^2$ und 120 kg/cm^2 . Reibhülse mit-umlaufend. Versuche auf der Schenck-Maschine.
- 4) Dasselbe (3) bei zusätzlicher Korrosion durch in die mittlere Eindrehung der Reibhülse eingefülltes Wasser oder nasses Fließpapier.
- 5) An einem Modell des Luftschraubenfußes in entsprechendem Nabenmodell aus Stahl (Kupplung) Modellmaßstab 1:4; Modellform s. Abb. 7. Versuche auf der Planbiegemaschine.
- 6) Dasselbe (5) mit oberflächengedrückten Proben.
- 7) Dasselbe (5) mit Zwischenlagen von Tego-Film, Pausleinen, Billroth-Batist oder Turbonit zwischen Luftschrauben- und Naben-Modell.
- 8) Am glatten zylindrischen Stab, umlaufend (Schenck-Maschine), mit aufliegendem belasteten Gleitlager. Anordnung s. Abb. 8.

5. Ergebnis.

Die unter den verschiedenen Versuchsbedingungen erhaltenen Dauerfestigkeitswerte sind in Zahlentafel 1 zusammengestellt. Aus den Versuchen ergibt sich folgendes:

- 1) Durch die Wirkung der Reibhülse wie durch die Reibwirkung der Kupplung treten bei den Leichtmetallen starke Freß- und Korrosionserscheinungen auf. Die Herabsetzung der Dauerfestigkeit beträgt sowohl bei Duralumin wie bei

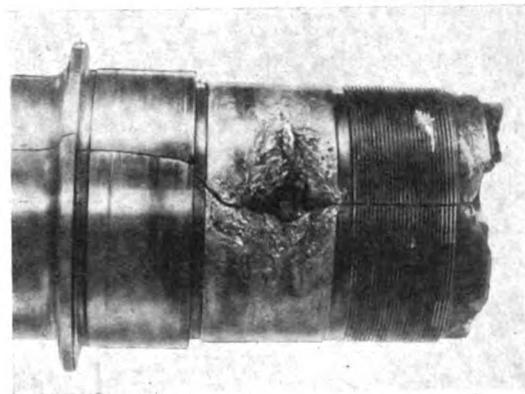


Abb. 5. Freßerscheinung an einer gerissenen Kurbelwelle. (Die Freßstelle liegt unter dem Lauftring eines Rollenlagers.)



Abb. 4. Freßerscheinung zwischen Kurbelwelle und Luftschraubennabe. Querschnitt durch ein an der Freßstelle aus Welle und Nabe herausgebrochenes Stahlstück (aus beiden Werkstoffen verschweißt). Geätzt m. alkoh. HNO_3 . $V = 14$ (hell = Werkstoff der Welle; dunkel = Werkstoff der Nabe).

Elektron bis zu 40%; bei Kupfer dagegen ist der Einfluß nur gering (etwa 10%).

2) Die Herabsetzung der Dauerfestigkeit ist größer, wenn zusätzliche Korrosionsmittel vorhanden sind (Reibhülse mit Wasser).

3) Die Herabsetzung der Dauerfestigkeit ist anscheinend wesentlich größer, wenn die Reibhülse auf dem Stab nicht wandern kann. Dreht sich dagegen die Hülse etwas auf dem Stab, so ist der Einfluß geringer. Bei den Kupfer-Proben erfolgte nur im ersten Fall der Bruch an der Reibstelle, im zweiten Fall erfolgt der Bruch außerhalb, d. h. am Übergang zum Stabkopf, obwohl auch in diesem Fall starke Preßspuren auftreten (s. Abb. 9).

4) Die Herabsetzung der Dauerfestigkeit durch die Reibung eines belasteten Querlagers (s. Abb. 8) ist viel geringer, trotzdem viel stärkere Freßspuren auftreten (s. Abb. 10).

5) Durch Oberflächendrücken läßt sich die Wirkung des Fressens auf die Dauerfestigkeit in günstigen Fällen fast vollständig aufheben, obwohl äußerlich starke Freßspuren und Korrosionsspuren auf der Probe auftreten (s. Abb. 11). Voraussetzung ist anscheinend, daß

a) das Drücken selbst nicht zu Oberflächenverletzungen führt, und

b) daß die verdichtete Zone von den Freßriefen nicht völlig durchbrochen wird.

6) Die Verwendung von Beilagen zwischen Kupplung (Nabenmodell) und Probestab führte nicht zum Ziel, da die Beilagen schnell zerstört wurden oder die Proben am Ende, im Innern der Kupplung brachen. Grundsätzlich läßt sich aber jedenfalls durch genügend weiche Zwischenlagen die Freßwirkung beheben. Das Verfahren ist aber praktisch nur dann anzuwenden, wenn die Beanspruchung an der Paßstelle so gering ist, daß keine Zerstörung der Zwischenlage erfolgt; oder wenn die Zwischenlage genügend häufig ausgewechselt werden kann.

Aus den in Punkt 1) bis 4) angeführten Beobachtungen ergibt sich, daß das Hin- und Herzerren der Probenober-

fläche in Richtung der wirkenden Beanspruchung und die dadurch bedingte Überbeanspruchung der Randzone die eine Ursache für die starke Herabsetzung der Dauerfestigkeit durch das Fressen ist. Die Wirkung tritt nämlich nur ein, wenn die Richtung des Fressens (und daher auch die der Freß-Riefen) mit der Beanspruchungsrichtung übereinstimmt; dagegen ist die Wirkung nur schwach, wenn die Richtung des Fressens senkrecht zur Beanspruchungsrichtung ist (Welle und Lager Abb. 8), obwohl die Freßriefen dann senkrecht zur Beanspruchungsrichtung liegen und als Kerben wirken müßten.

Außerdem aber ist die Wirkung offenbar auch vom Korrosionsverhalten abhängig, wie aus dem großen Unterschied zwischen den verschiedenen Werkstoffen, Kupfer und Elektron, die etwa gleiche Härte, Festigkeit und Dauerfestigkeit, aber wesentlich verschiedene Korrosionsbeständigkeit haben, hervorgeht. Bei dem eigenartigen Zusammenwirken von Korrosion und Beanspruchung, wie wir es aus Dauerversuchen bei gleichzeitiger Korrosion kennen, ist anzunehmen, daß auch hier eine additive Wirkung beider Erscheinungen vorliegt, wobei der Korrosionseinfluß der Größe nach auch von der Beanspruchungsrichtung mit abhängig sein müßte.

Auch Unterschiede in der Kerbempfindlichkeit könnten das verschiedene Verhalten der Werkstoffe bedingen. Die Beanspruchung an der Freß-Stelle ist ja im wesentlichen oberflächlicher Natur. Wenn an dieser Stelle der Werk-

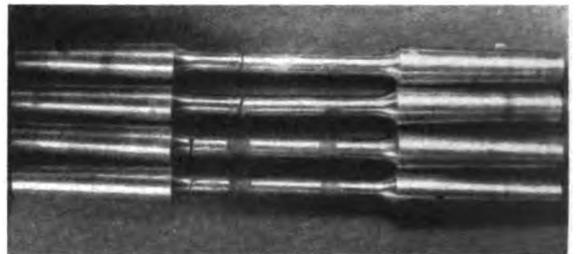


Abb. 9. Bruchaussehen der Proben aus Kupfer mit Reibhülse. Bei den Proben mit leicht angezogener Reibhülse, bei denen die Reibhülse wandern konnte, liegt die Bruchstelle außerhalb der Reibstellen am Übergang zum Stabkopf; bei den Proben mit fester angezogener Reibhülse, bei denen die Reibhülse nicht wanderte, liegt die Bruchstelle unter einer Reibstelle.

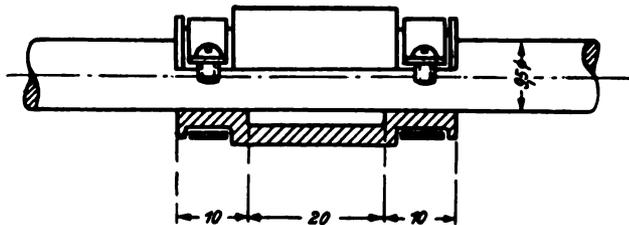


Abb. 6. Reibhülse (zweitellig) aus Stahl, mit dem Probestab umlaufend.

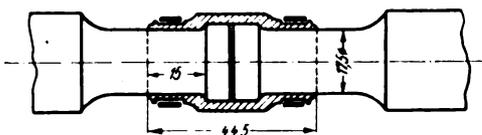


Abb. 7. Nabenmodell (Kupplung) aus Stahl. Modellmaßstab 1:4.

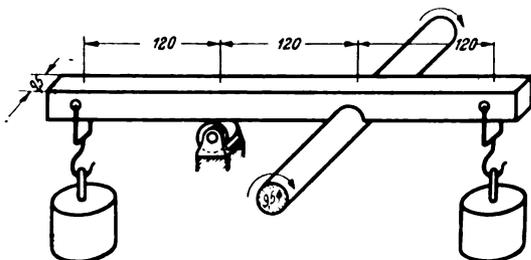


Abb. 8. Probestab mit belastetem Querlager (ruhend). Werkstoff des Querlagers: Duralumin.

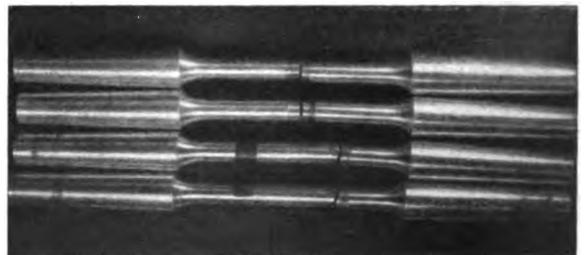


Abb. 10. Bruchaussehen der Duralumin-Proben. In der Abb. oben Proben mit Querlager. In der Abb. unten Proben mit Reibhülse. Die Bruchstelle liegt in diesem Fall unter einer Reibstelle.

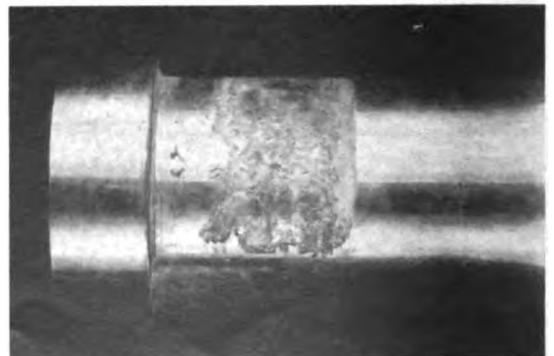


Abb. 11. Elektron-Probe Oberflächen gedrückt, eingespannt in das Nabenmodell; nach 31 Mill. Beanspruchungen. Sehr starke Freßspuren; trotzdem kein Bruch.

stoff durch den Einfluß des Fressens zerrüttet ist und sich Ermüdungsrisse gebildet haben, so ist der Vorgang jedenfalls festigkeitsmäßig zunächst abgeschlossen und es kommt nun darauf an, ob sich diese kleinen Risse bei der vorliegenden Beanspruchung durch ihre Kerbwirkung zum endgültigen Dauerbruch fortsetzen oder nicht. — Da aber, wie aus den Versuchen von Ludwik hervorgeht, kein wesentlicher Unterschied in der Kerbempfindlichkeit zwischen Elektron und Kupfer besteht, so kann der Einfluß der Kerbempfindlichkeit zur Erklärung der sehr großen Unterschiede im Verhalten von Duralumin und Elektron gegenüber Freß- und Reibwirkungen an Kraftangriffsstellen jedenfalls nicht in Betracht kommen.

In einer inzwischen erschienenen¹⁾ Arbeit von Thum und Wunderlich (6) geben die Verfasser eine andere Erklärung für die Ursache der Herabsetzung der Dauerfestigkeit an Kraftangriffsstellen. Sie haben die Beanspruchungsverteilung eingespannter und (ruhend) auf Biegung beanspruchter Proben polarisationsoptisch an Glas-Modellen untersucht und glauben, die Einspannwirkung als eine Art Kerbwirkung durch die Zusammendrängung der Spannungslinien in der Nähe der Übergangsstellen und durch die dauernden Änderungen in den Richtungen der Hauptschubspannungen in der Umgebung der Druckzone erklären zu können. Von der Untersuchung dieser infolge des bekannten Einflusses von Kerbwirkungen naheliegenden Möglichkeit wurde in der vorliegenden Arbeit abgesehen, da von vornherein angenommen wurde, daß die Größe dieses Einflusses gegenüber der Wirkung der Oberflächenzerrung zurücktritt und da auch die Brucherscheinungen offensichtlich stets mit örtlichen Freßwirkungen zusammenhängen. Daß diese Überlegung richtig war, ergibt sich auch aus dem großen Unterschied im Verhalten der beiden Werkstoffe Elektron und Kupfer trotz annähernd gleicher Kerbempfindlichkeit. Auch zeigt ein Vergleich der von Thum und Wunderlich

¹⁾ Die hier beschriebenen Versuche wurden im Februar 1934 abgeschlossen.

ermittelten Werte für die Spannungserhöhung mit der an Kerben vorhandenen, daß die starke Herabsetzung der Dauerfestigkeit durch die Kerbwirkung allein nicht zu erklären ist (vor allem bei Werkstoffen mit geringer Kerbempfindlichkeit, wie z. B. Duralumin!).

Selbstverständlich wird aber in allen Fällen die Kerbwirkung durch den Querschnittsübergang an der Einspannstelle zur Festigkeitsherabsetzung mit beitragen und bei der Dimensionierung mit berücksichtigt werden müssen. Der wesentlichste Einfluß für die starke Herabsetzung der Dauerfestigkeit gerade an Einspannstellen und Kraftangriffsstellen scheint aber nach den vorliegenden Untersuchungen die Oberflächenzerrung (besonders an Freßstellen) und die damit verbundenen Korrosions- bzw. Oxydationswirkung zu sein.

6. Schrifttum.

- [1] W. Zander: Der Einfluß von Oberflächenbeschädigungen auf die Biegungsschwingungsfestigkeit, Diss. Braunschweig. NEM-Verlag Berlin.
- [2] Gough: The effect of keyways upon the strength and stiffness of shafts subjected to torsional stresses, ARC. Rep. Mem. 864.
- [3] P. Brenner: Dynamische Festigkeit von Flugzeugkonstruktionsteilen, DVL-Jahrbuch 1929.
- [4] K. Matthaes: Statische und dynamische Festigkeitseigenschaften einiger Leichtmetalle, DVL-Jahrbuch 1931, S. 439.
- [5] F. Wunderlich: Der Einfluß von Einspann-, Kraftangriffs- und Nabensitzstellen auf die Dauerhaltbarkeit der Konstruktionen, Schriften d. Hessischen Hochschulen, Jahrg. 1933, H. 2.
- [6] Thum, F. Wunderlich: Dauerbiegefestigkeit von Konstruktionsteilen an Einspannungen, Nabensitzen und ähnlichen Kraftangriffsstellen. Mitt. der Materialprüfungsanstalt an der Technischen Hochschule Darmstadt, H. 5, 1934.

Zahlentafel I.

	Werkstoff	Elektron AZ 855		Duralumin		Kupfer weich Stange	
		Schmiedestück (Propeller)	Stangen	681 B Stange	681 ZB Stange		
statische Festigkeitswerte	Streckgrenze $\sigma_{0,2}$ kg/mm ²	22,8	24,8	32,5	26,5	29,6	
	Zugfestigkeit σ_R »	31,7	33,6	37,2	44,7	30,8	
	Dehnung δ_{10} vH	$\delta_5 = 6,7$	11,7	—	22,4	10,0	
	Einschnürung ψ vH	8	29	30	40	73	
Biegeschwingungsfestigkeit kg/mm ² bezogen auf 2×10^4 , in () bezogen auf 10^6 Perioden	glatter Stab	11,5 (10,5)	14 (13,5)	—	20 (17,7)	12 (12)	
	vorkorrodierter Probe (16 Stunden mit Wasser berieselt)	9—10 (9)	—	—	—	[12] ¹⁾	
	mit Reibhülse s. Abb. 6	{ trocken, leicht angezogen ²⁾ { trocken, fest angezogen ³⁾ { naß	11 (10)	—	—	—	12—12,5 (11,5—12)
			9 (8,5)	—	—	11 (10)	11 (10)
			7 (6,5)	—	—	—	—
	mit Kupplung (Nabenmodell 1:4) s. Abb. 7	{ unbehandelt { mit Zwischenlagen ⁴⁾ . { Oberflächegedrückt ⁵⁾	—	7,5—8 (7—7,5)	10 (8,5)	—	11
			—	9 (9)	—	—	—
—			bis 13 (bis 13)	16,5 (15)	—	—	
Probe mit belastetem Querlager s. Abb. 8	—	—	—	16 (15)	—		

¹⁾ n. Vers. von Ludwik tritt selbst bei gleichzeitiger Seewasser-Korrosion nur ein geringer Rückgang der Dauerfestigkeit ein. ²⁾ Pressung $\sim 0,4$ kg/cm². ³⁾ Pressung ~ 120 kg/cm². ⁴⁾ Zwischenlagen aus Tego-Film, Pausleinen, Billroth-Batist, Turbonit. Die dünnen Zwischenlagen (Film, Batist, Leinen) werden zerstört. Die Probe bricht oft (auch bei Turbonit-Zwischenlagen) am Ende, im Innern der Kupplung. ⁵⁾ $1 \times$ um 0,02 mm.

X

NOV 1 1935

LUFTFAHRT- FORSCHUNG

Mit Beiträgen der nachstehenden Stellen:
Vereinigung für Luftfahrtforschung • Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, E.V., Berlin-Adlershof • Aerodynamische Versuchsanstalt beim Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung, Göttingen • Aerodynamisches Institut der Technischen Hochschule Aachen • Aerodynamisches Institut an der Technischen Hochschule Darmstadt • Institut für Aerodynamik und Flugtechnik der Technischen Hochschule Hannover • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Stuttgart • Forschungsinstitut für Kraftfahrwesen und Fahrzeugmotore an der Technischen Hochschule Stuttgart • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Berlin • Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug, Flugplatz Griesheim b. Darmstadt • Professor Dr.-Ing. Flügel u. a.

Herausgegeben von der
**Zentrale für technisch-wissenschaftliches Berichtswesen
über Luftfahrtforschung (ZWB)**



INHALT:

Der 5×7 m Windkanal der DVL. Von M. Kramer	Seite 181
Berechnung des Oberflächenreibungswiderstandes schneller Flugzeuge. Von S. Hoerner	Seite 188
Augenblicklicher Entwicklungsstand der Frage des Flügelplattens. Von H. G. Küssner	Seite 193
Aerodynamischer Auftrieb bei Überschallgeschwindigkeit. Von A. Busemann	Seite 210

VERLAG VON R. OLDENBOURG, MÜNCHEN-BERLIN

EINE WERTVOLLE ERGÄNZUNG
ZUR „LUFTFAHRT-FORSCHUNG“
STELLT DIE ZEITSCHRIFT

DEUTSCHE LUFTWACHT

AUSGABE: LUFTWISSEN

dar. Die Zeitschrift ist zu beziehen vom Verlag E. S. Mittler & Sohn, Berlin SW 68, vom Verlag R. Oldenbourg, München 1, sowie durch alle Buchhandlungen

PREIS DES JAHRGANGS

im Inland RM. 12.-
im Ausland RM. 18.-

Luftfahrt-Forschung

Jährlich erscheint ein Band (bestehend aus 8 Heften) zum Preise von RM. 16.—. Im Ausland (mit Ausnahme der Schweiz) RM. 12.—. Bestellungen können bei jeder Buchhandlung oder beim Verlag aufgegeben werden.

R. Oldenbourg · München 1 und Berlin

Verlangen Sie

unverbindlich ein Angebot über den günstigen Bezug von „Luftfahrt-Forschung“ Bd. 1–10. Preisermäßigung und Ratenzahlung bei Bezug aller Bände. Band II (1934): 244 Seiten, 452 Abb., ist zum Preise von RM. 16.— lieferbar (im Ausland, mit Ausnahme der Schweiz, RM. 12.—).

Einführung in die theoretische Aerodynamik

Von Professor Dipl.-Ing. C. Eberhardt. 144 Seit., 118 Abb. Gr.-8°. 1927. Brosch. M. 8.—, in Leinen M. 9.50.

P. IDRAC

Experimentelle Untersuchungen über den Segelflug

mitten im Fluggebiet großer segelnder Vögel (Geier, Albatros usw.) **Ihre Anwendung auf den Segelflug des Menschen.** Übers. a. d. Franz. v. Dr. F. Höhndorf. 81 S., Gr.-8°. 1932. Brosch. M. 3.—.

Der Luftschiffbau Schütte-Lanz 1909-1925

Hrsg. von Prof. Dr.-Ing. e.h. Joh. Schütte. 159 Seit., 277 Abb., 4 Portr. Gr.-4°. 1926. Brosch. M. 11.70, Leinen M. 14.40.

Der Vogelflug als Grundlage der Fliegekunst

Von Otto Lilienthal. 2. Aufl. 210 Seiten, 95 Abb., 8 Taf. Gr.-8°. 1910. Geb. M. 8.50.

R. OLDENBOURG, MÜNCHEN 1 UND BERLIN

Forschungsergebnisse des Verkehrswissenschaftlichen Instituts für Luftfahrt an der Techn. Hochschule Stuttgart

Herausgegeben von Prof. Dr.-Ing. CARL PIRATH

Heft 1: **Die Probleme und das Verkehrsbedürfnis im Luftverkehr.** 36 S., 12 Abb., 9 Tab. Lex.-8°. 1929. M. 2.70

Heft 2: **Gestaltung des Weltluftverkehrsnetzes und seiner Flughafenanlagen.** 75 S., 42 Abb., 5 Tab. Lex.-8°. 1930. M. 4.50

Heft 3: **Grundlagen und Stand der Wirtschaftlichkeit im Luftverkehr.** 91 S., 9 Abb., 31 Tab. Lex.-8°. 1930. M. 4.50

Heft 4: **Die Luftverkehrswirtschaft in Europa und in den Vereinigten Staaten von Nordamerika.** 105 S., 45 Abb., 35 Tab. 1931. M. 8.—

Heft 5: **Die Hochstraßen des Weltluftverkehrs.** 47 S., 5 Abb. 27 Tab. 1932. M. 3.20

Heft 6: **Die Grundlagen der Flugsicherung.** 116 S., 27 Abb. 1933. M. 7.—

R. OLDENBOURG, MÜNCHEN 1 UND BERLIN

Der 5 × 7 m Windkanal der DVL.

Von M. Kramer.

Bericht 35/15 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, Berlin-Adlershof.

Ende 1932 hat die Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt (DVL) mit dem Bau eines 5 × 7 m Freistrah-Windkanals begonnen und diesen Ende 1934 erstmalig in Betrieb genommen. Der Kanal ist heute betriebsreif. Der Strahl zeichnet sich durch sehr geringe Turbulenz aus. Flügelmodelle können bei Reynoldsschen Zahlen bis zu 4×10^6 und Luftschrauben in natürlicher Größe untersucht werden. Durch diesen Kanal hat die DVL eine wesentliche Bereicherung ihrer Arbeitsmöglichkeiten erhalten.

Gliederung.

1. Gesichtspunkte für die Wahl der Abmessungen.
2. Allgemeine Anordnung.
3. Die Luftführung.
4. Der Antrieb und die Geschwindigkeitsregelung.
5. Die Sechskomponentenwaage.
6. Die sonstigen Meßeinrichtungen.
7. Inbetriebnahme und Strahleigenschaften.
8. Zusammenfassung.

1. Gesichtspunkte für die Wahl der Abmessungen.

Die steigenden Anforderungen, die an alle Bauelemente und ihr harmonisches Zusammenwirken im Flugzeug gestellt werden, haben das Bedürfnis nach Messungen in großen Windkanälen immer dringlicher werden lassen. Deshalb hat die DVL einen großen Windkanal gebaut und in Betrieb genommen. Die Abmessungen des Kanals ergaben sich aus folgenden Überlegungen: Triebwerke mit luftgekühlten Motoren sind nicht modellmäßig nachzubilden. Der Kanal muß mithin die Untersuchung solcher Triebwerke in natürlicher Größe gestatten. Die überkritische Untersuchung von Tragwerken erfordert Reynoldssche Zahlen von mehreren Millionen. Werden diese beiden Forderungen erfüllt, so ergibt eine weitere Vergrößerung des Kanales nur mehr geringe Vorteile, da die Kosten und der Zeitaufwand für die Versuche bei weiterer Vergrößerung stetig steigen. Aus diesen Gründen wurde ein elliptischer Strahlquerschnitt von 5 × 7 m gewählt, der im Bedarfsfalle auf 6 × 8 m vergrößert werden kann. In diesem Strahl können naturgroße Triebwerke bzw. Tragwerke bis zu Reynoldsschen Zahlen von 4×10^6 untersucht werden.

2. Allgemeine Anordnung.

Die allgemeine Anordnung des Kanales entspricht dem 1,2-m-Windkanal der DVL und dem bewährten Göttinger Vorbild (Abb. 1 bis 3). Die Luft wird in einem horizontalen Kreislauf einseitig zum Meßgebäude zurückgeführt und strömt innerhalb der 9 m langen Meßstrecke als Freistrah von der Düse zum Auffangtrichter. Der Düsenquerschnitt ist eine horizontal liegende Ellipse mit den Achsen 5 × 7 m.

Gelegentlich kann es von Vorteil sein, unter Verminderung der Maximalgeschwindigkeit den Strahlquerschnitt und die Strahllänge zu vergrößern. Deshalb wurden die letzten 2 m der Düse als eiserne Vorsatzdüse ausgebildet, die horizontal geteilt ist und nach oben und unten auseinander gefahren werden kann. Bei geöffneter Vorsatzdüse wird die dahinterliegende Hauptdüse frei und damit der Strahlquerschnitt auf 6 × 8 m und die Strahllänge auf 11 m vergrößert.

Die Antriebsleistung des Kanales beträgt 2700 PS. Mit dieser Antriebsleistung wird für die 5 × 7 m Düse eine Höchstgeschwindigkeit von 65 m/s erreicht. Die Luftführung des Kanales liegt frei, während die Meßstrecke durch ein Meßgebäude überdacht ist. An das Meßgebäude ist

ein Bürogebäude angeschlossen, das die für das Bedienungspersonal des Kanales notwendigen Büroräume und Werkstätten enthält. In geringer Entfernung von dem Meßgebäude und mit diesem durch Schienen verbunden liegt eine Vormontagehalle, in der Versuche vorbereitet werden können.

3. Die Luftführung.

Mit Ausnahme der eisernen Vorsatzdüse ist die gesamte Luftführung in Eisenbeton nach der Zeiß-Dywidag-Bauweise ausgeführt. Die Wandstärke des Rohres beträgt 70 mm einschließlich Putz. Das Rohr ist durch zwei Trennfugen vor und hinter dem Gebläse in drei Einzelteile zerlegt, die getrennt gelagert sind und im Hinblick auf Wärmedehnungen auf Gleitfugen ruhen. Die Lagerung der beiden Rohrkörper erfolgt hauptsächlich in den Umlenkungen, die durch starke Betonringe versteift sind.

Der Auffangtrichter ist ungewöhnlich groß, da er sowohl den 5 × 7-m-Strahl wie auch den 6 × 8-m-Strahl einwandfrei aufnehmen muß. Die geeignete Formgebung der Düsen und des Auffangtrichters ist durch Modellversuche ermittelt worden. Am Fuß des Auffangtrichters ist ein Kranz von Öffnungen vorgesehen, der dem stoßfreien Abfluß der vom Strahl mitgerissenen Luft dient. Diese Öffnungen wurden reichlich groß bemessen, da der Auffangtrichter gleichfalls aus Beton besteht. Die Öffnungen sind später während der Inbetriebnahme auf den halben Querschnitt verkleinert worden.

Das Gebläse ist in die Lufrückführung verlegt worden, einmal weil gegenüber der Anordnung des Gebläses hinter dem Auffangtrichter durch diese Bauweise die Rohrlänge verkürzt wird, zum zweiten, weil im vorliegenden Falle zunächst eine Umformung des elliptischen Strahles in den Kreisquerschnitt erforderlich ist. Der Übergang vom elliptischen Querschnitt des Auffangtrichters zum Kreisquerschnitt des Gebläses erfolgt stetig in den zwischenliegenden Rohrstücken.

Die Umlenkschaufeln bestehen aus Eisenbeton und besitzen an ihrer Hinterkante Korrekturschaufeln aus verhältnismäßig dünnem Eisenblech, die zur Feinkorrektur der Umlenkungen dienen sollen (Abb. 4). Eine Korrektur hat sich jedoch nur an der Umlenkung direkt vor dem Gebläse als notwendig erwiesen, die infolge Interferenzwirkung des dicht dahinterliegenden Motorumpfes weniger als 90° umlenkte.

Da der Kanal im Hinblick auf die Kosten möglichst kurz werden sollte, andererseits keine Gefährdung der Strömung durch zu schroffe Diffusion zulässig war, wurden die Umlenkungen zur Diffusion herangezogen. In den zwei vor dem Gebläse liegenden Umlenkungen wird der Rohrquerschnitt jeweils sprungweise um ca. 8% vergrößert. Dadurch wird der zwischen dem Gebläse und der folgenden Umlenkung liegende Diffusor entlastet, so daß er selbst unter ungünstigen Umständen nicht zur Strömungsablösung neigt.

Einso allmählich, wie vor dem Gebläse die Umformung des elliptischen Querschnittes zum Kreise erfolgt, geschieht hinter dem Gebläse die Umformung des Kreises zur Ellipse. Kurz vor der Düse hat die Luftführung einen elliptischen Querschnitt von 10 × 14 m, woraus sich für die kleine Düse ein Kontraktionsverhältnis von 4 und für die große Düse ein solches von etwa 3 ergibt.

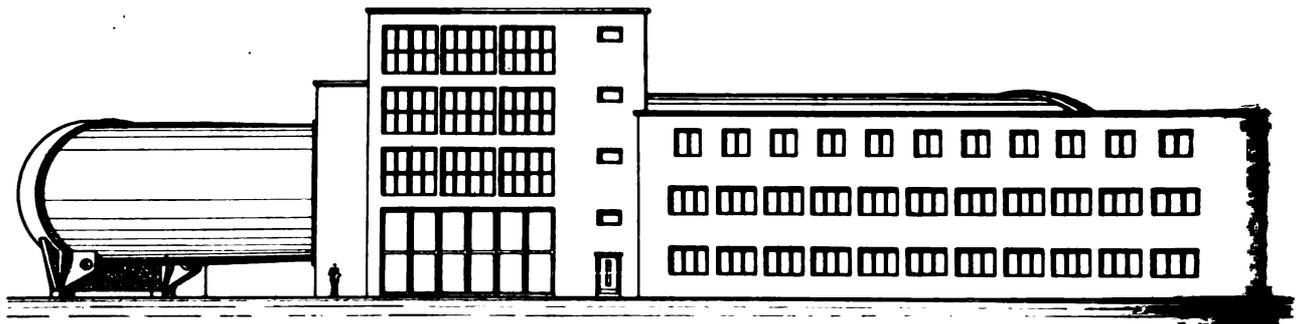


Abb. 1. Gesamtansicht des 5x7 m Windkanals.

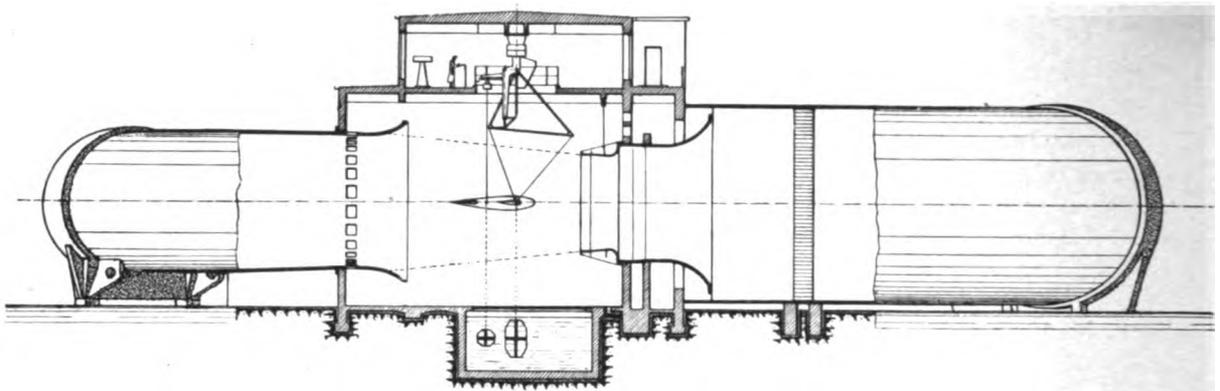


Abb. 2. Schnittzeichnung des Meßgebäudes.

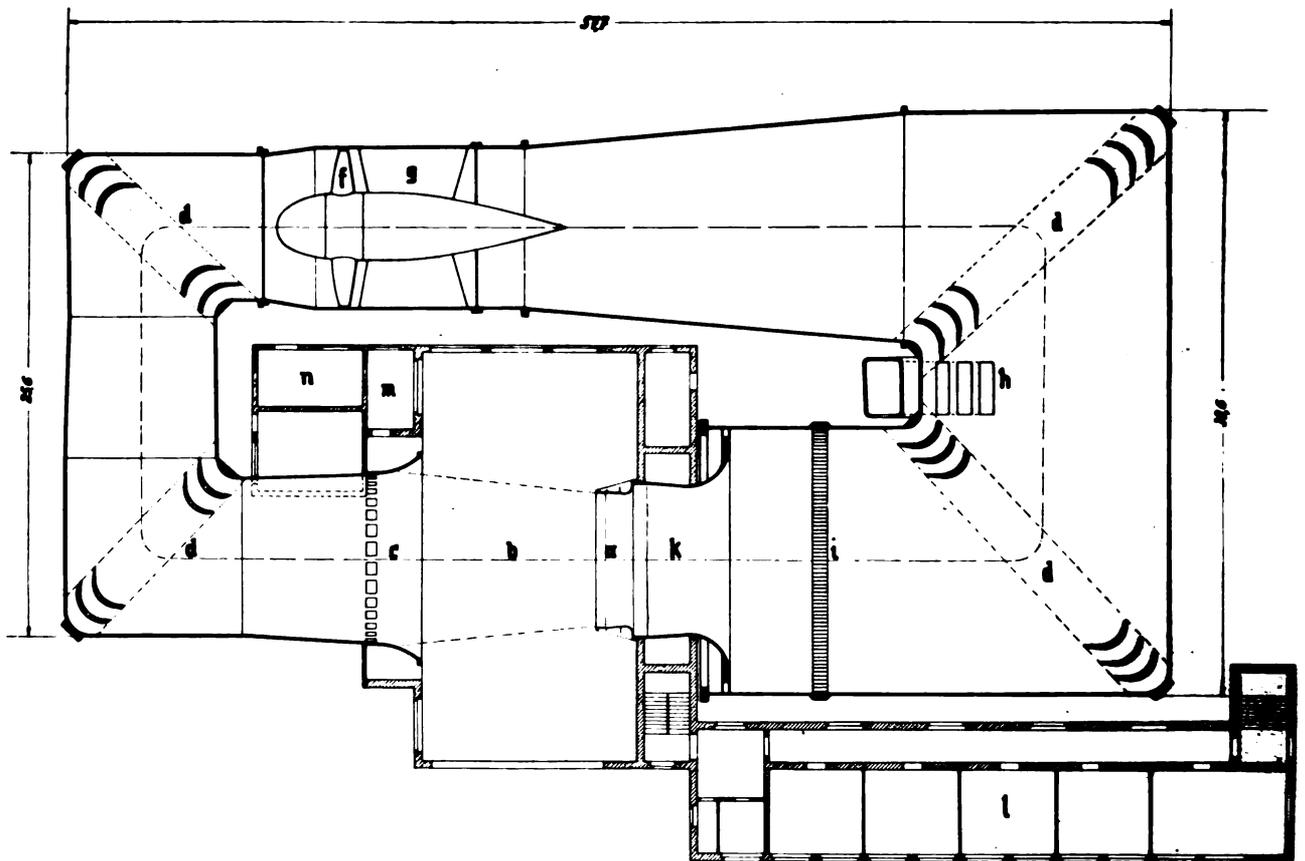


Abb. 3. Horizontalschnitt des Kanals in Höhe der Rohrachse.

- | | | |
|------------------------------|--------------------|-----------------|
| a Vorsatzdüse | f Gebläseschaufeln | k Hauptdüse |
| b Meßstrecke | g Leitschaufeln | l Bürogebäude |
| c Auffangtrichter | h Entlüfterklappen | m Pumpenraum |
| d Umlenkschaufeln | i Gleichrichter | n Schalterraum. |
| e Antriebsmotor (verkleidet) | | |

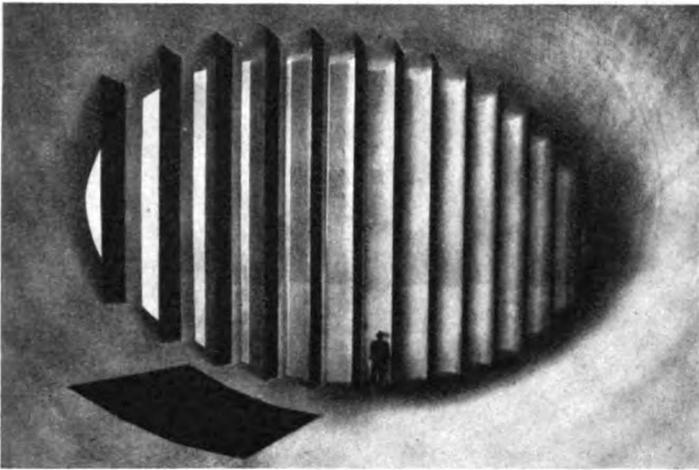


Abb. 4. Die Umlenkung hinter dem Diffusor mit den Entlüfterklappen.

Vor der Düse ist der Gleichrichter angeordnet, der aus 9000 Rundrohren von 120 mm Durchmesser und 800 mm Länge besteht. Im Gegensatz zu den meisten bisher gebauten großen Kanälen wurde von vornherein ein Gleichrichter vorgesehen, da die Erfahrung beim 1,2-m-Windkanal gezeigt hatte, daß der Gleichrichter nicht nur die Richtungsgenauigkeit des Strahles verbessert, sondern gleichzeitig eine wesentliche Verminderung der Turbulenz der Strömung ergibt.

Zwischen den letzten Umlenkungen vor der Düse liegen drei Entlüfterklappen. Werden diese Klappen geöffnet, so bläst ein Teil der Druckluft ins Freie ab, während gleichzeitig der Strahl Frischluft von allen Seiten ansaugt. Die Maßnahme hat den Zweck, bei Versuchen mit Benzinmotoren dem Strahl laufend Frischluft zuzuführen und dadurch die Atmungsverhältnisse einwandfrei zu gestalten.

4. Der Antrieb und die Geschwindigkeitsregelung.

Als Gebläse dient eine achtfügelige Verstellluftschraube von 8 1/2 m Durchmesser, die direkt auf den Wellenstumpf eines Drehstromkurzschlußmotors von 2700 PS aufgesetzt ist (Abb. 5). Der Motor ist polumschaltbar, so daß er mit 125 bzw. 250 U/min laufen kann. Die geringe Umfangsgeschwindigkeit des Gebläses von 104 m/s wurde gewählt, um die Geräuschbelästigung durch das Gebläse abzuschwächen.

Der Motor ruht auf zwei kräftigen Stützen und ist stromlinienförmig verkleidet. Die beiden Stützen des Motors bilden zugleich zwei Schaufeln des hinter dem Gebläse liegenden sechsflügeligen Leitapparates, der zur Beseitigung des Gebläsedalles vorgesehen ist.

Die Gebläseschaufeln sind aus Silumin hohl gegossen. Alle acht Schaufeln sind drehbar gelagert und werden gemeinsam durch einen hydraulischen Servomotor während des Betriebes verstellt. Die Gebläseverstellung erfolgt ebenso wie die gesamte Bedienung des Motors von einem transportablen Steuerpult aus, das an geeigneter Stelle im Meßraum aufgestellt ist.

Für die Wahl des Antriebes waren wirtschaftliche und betriebstechnische Gründe maßgebend. Da nur Drehstrom zur Verfügung stand, hätte die übliche Geschwindigkeitsregelung durch einen Drehstrom-Gleichstrom-Umformer und einen Gleichstrommotor eine erhebliche Verteuerung des ganzen Projektes im Gefolge gehabt. Außerdem wollte man den im Verhältnis zum Drehstromkurzschlußmotor empfindlicheren Gleichstrommotor nicht beschränkt wartbar und schlecht zugänglich mitten im Kanal einbauen. Aus diesen Erwägungen heraus entschloß man sich dazu, den robustesten Elektromotorentyp — den Drehstromkurzschlußmotor — in direkter Kupplung mit dem Gebläse zu wählen und alle Umformer zu vermeiden. Die Regelung der Geschwin-

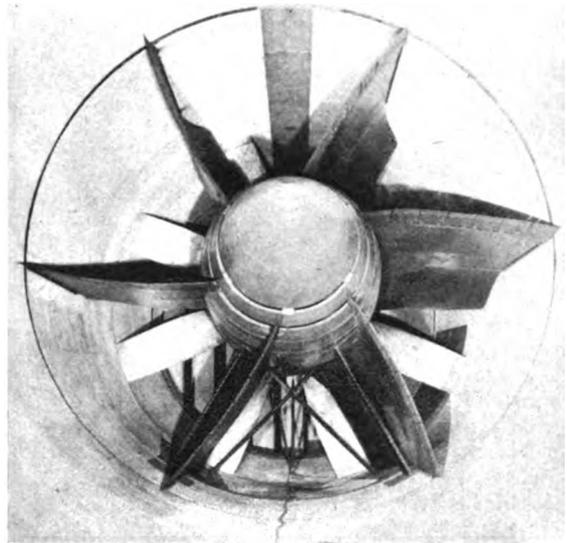


Abb. 5. Motor mit Gebläse und Leitapparat. (Blick gegen Strömungsrichtung.)

digkeit durch ein Verstellgebläse wurde bei diesem Kanal erstmalig ausgeführt.

Um eine einmal durch die Motordrehzahl und die Flügelanstellung gewählte Geschwindigkeit während des ganzen Versuches automatisch konstant halten zu können, wurde der Regler benutzt, der für den 1,2-m-Windkanal der DVL entwickelt worden war und der sich in diesem Kanal durch seine schnelle Arbeitsweise bewährt hatte. Über der Düse sind in der Düsenvorkammer an der Stelle höchsten Druckes Schlitze angebracht, durch die Druckluft austreten kann. Die austretende Luftmenge wird durch Klappen geregelt, die mit Hilfe eines Askania-Strahlrohrreglers selbsttätig so gesteuert werden, daß in der Meßstrecke konstante Geschwindigkeit herrscht. Diese Regelung verschlechtert zwar den Gütegrad des Kanales, da die Energie der aus den Schlitzen austretenden Luft verlorengeht, hat jedoch den für große Kanäle entscheidenden Vorteil, ein Minimum an Trägheit zu besitzen und deshalb schneller als irgendeine andere Regelung zu wirken, die z. B. die Motordrehzahl oder die Flügelanstellung sinngemäß steuert.

5. Die Sechskomponentenwaage.

Die Sechskomponentenwaage des Kanales ist auf Grund der Waagenstudien im 1,2-m-Windkanal gebaut worden. Die Waage ist in einem über dem Strahl liegenden besonderen Meßraum untergebracht (Abb. 6). Dieser Raum ist einwandfrei heizbar, wind- und lärmgeschützt, so daß das Bedienungspersonal und die Meßgeräte unter günstigen Verhältnissen arbeiten. Tatsächlich ist die Geräusch-



Abb. 6. Meßraum mit Sechskomponentenwaage.

belästigung so gering, daß bis etwa 40 m/s eine Verständigung bei normalem Stimm-aufwand möglich ist.

Während die gesamte Meßeinrichtung im Meßraum zusammengefaßt wurde, greift eine Tragkonstruktion durch eine Öffnung im Boden des Meßraums hindurch und trägt das darunter im Strahl hängende Modell mittels einer Drahtaufhängung (Abb. 7). Abb. 8 zeigt, wie das Modell an 7 Drähten aufgehängt ist. Vier Drähte bilden die Kanten einer Pyramide, deren Spitze in einem Anschlußpunkt des Modells liegt. Zwei weitere Drähte sind in Form eines V angeordnet, dessen Spitze ebenfalls einen Anschlußpunkt des Modells trägt. Außerdem greift ein vertikaler Draht am Rumpfpfende des Modells an. Die in das Modell eingelassenen Anschlußpunkte bestehen aus Kugelgelenken, die dem Modell die für Sechskomponentenmessungen erforderliche reibungsfreie Lagerung um alle Achsen sichern.

Die Anschlußpunkte sind durch Schnellverschlüsse mit dem Modell verbunden, so daß ein Auswechseln der Modelle im Verlauf von etwa einer halben Stunde möglich ist. Zum Einhängen der Modelle dienen zwei im Raume verfahrbare Bühnen, von denen eine auf Abb. 7 im Hintergrunde zu erkennen ist. Im Bedarfsfall, also bei leichten Modellen, Messungen negativer Auftriebe, großen Schiebewinkeln usw. können die Anschlußpunkte durch Vorspanndrähte mit unterirdisch angeordneten Vorspanngewichten verbunden und vorgespannt werden. Damit in diesem Falle keine Störung der Messung durch Pendeln der Vorspanngewichte erfolgt, sind die Gewichte als Dämpferplattensysteme ausgebildet, die in ein unterirdisches Wasserbassin eintauchen.

Alle im Strahl liegenden Teile der Aufhängung einschließlich der Drähte sind auf geringsten Widerstand profiliert. Der Widerstand der Aufhängung ohne Vorspanndrähte beträgt nur etwa $\frac{1}{3}$ des Kleinstwiderstandes normaler Flügelmodelle. Von einer Abschirmung der Aufhängung ist aus diesem Grunde und zugunsten einfacher Montage Abstand genommen worden.

Die Waage gestattet eine Veränderung des Anstellwinkels und des Kurswinkels der Modelle um $\pm 40^\circ$. Da Profildrähte bei Schräganblasung ungünstig werden und zu Schwingungen neigen, mußte von dem üblichen Aufbau der Waage auf einem Drehtisch abgegangen werden. Statt dessen werden die Drahtaufhängungen einschließlich der sie tragenden Rohrrahmen und Waagen bei Veränderungen des Kurswinkels durch eine Parallelogrammsteuerung strömungsparallel geführt. Durch die strömungsparallele Führung wird die Schräganblasung der Profildrähte vermieden und ein praktisch konstanter Drahtwiderstand erzielt. Die Verstellung des Anstellwinkels und des Kurswinkels erfolgt durch elektrische Triebwerke, die von einem Beobachtungsstand aus gesteuert werden.

Durch eine einfache Kinematik werden die an den Anschlußpunkten des Modells angreifenden Kräfte in Auftrieb, Widerstand und Querkraft zerlegt und durch Waagen gemessen. Die Kinematik der Kräftezerlegung ist in Abb. 9 für einen Anschlußpunkt schematisch dargestellt. Diese Kinematik ist vollständig in Blattfedergelenken gelagert. Die Blattfedergelenke sind robust und staubunempfindlich. Nach einjährigem Betriebe konnte keinerlei Reibung in den Meßorganen nachgewiesen werden.

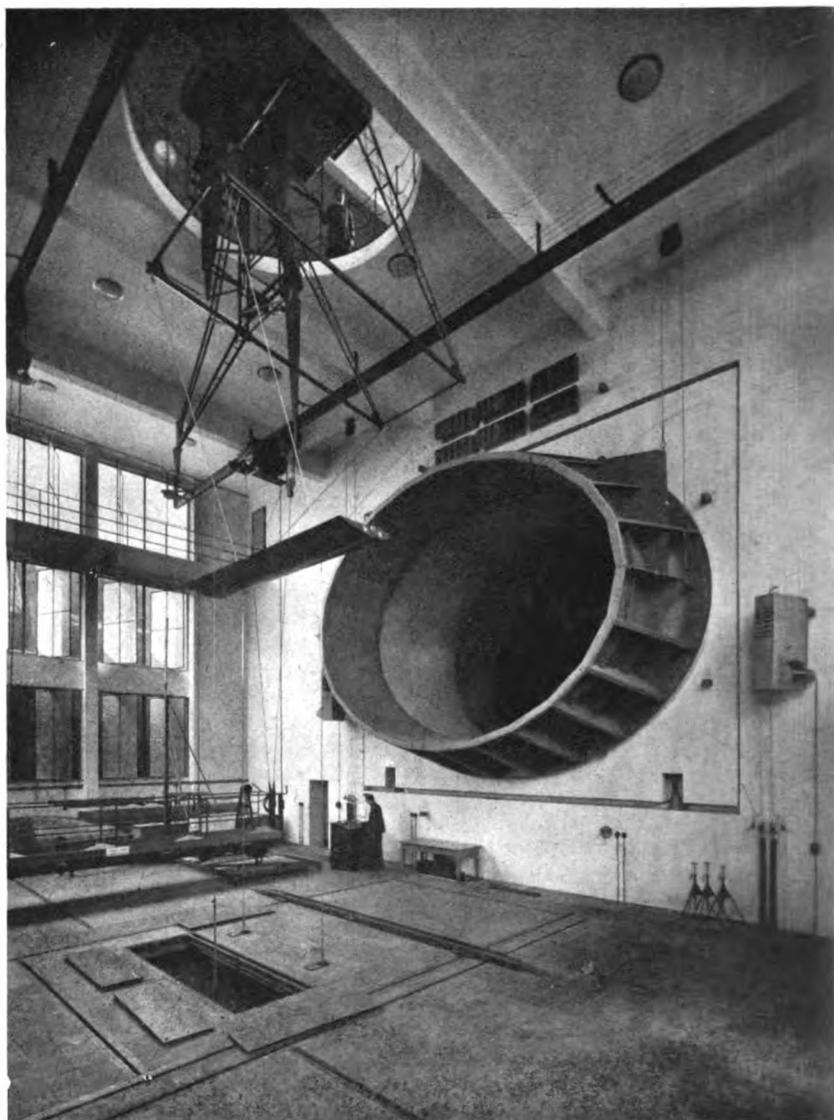


Abb. 7. Das Innere des Meßgebäudes mit Düse, Modellflügel und Modellaufhängung.

Entscheidend für die Brauchbarkeit einer solchen Kräftezerlegung ist stets, ob die praktisch erzielte Steifigkeit des gesamten Aufbaues genügt, um bei maximaler Belastung unzulässige Deformationen und damit Fehler der Kräftezerlegung zu vermeiden. Die Kontrolle der Waage durch gleichzeitiges Aufbringen entsprechender Kräfte hat ergeben, daß 1000 kg Auftrieb einen Widerstand von 100 kg um 0,3% fälschen. Da ein Auftrieb von 1000 kg für den Bereich besten Steigens selbst bei anormal großen Modellen kaum erreicht wird, ist die Steifigkeit der Waage ausreichend.

Als eigentliches Meßorgan zur Bestimmung der Kräfte wurde das im Windkanalbetrieb bewährte Prinzip der Laufgewichtswaage verwendet. Da jedoch für den Kanal zwecks intensiver Ausnutzung automatische Wägung und Registrierung der Meßwerte wünschenswert war und handelsübliche automatische Laufgewichtswaagen keine ausreichende Meßgenauigkeit ergaben, wurde ein Meßorgan entwickelt, das den Bedürfnissen des Kanals angepaßt ist. Dieses Meßorgan wird demnächst gesondert beschrieben werden. Im Prinzip handelt es sich um eine elektrisch gesteuerte Laufgewichtswaage mit wesentlich gesteigerter Meßgenauigkeit. Für diese Waage wurde eine Fernübertragung entwickelt, die die Meßergebnisse zahlreicher Meßstellen auf einem gemeinsamen Meßprotokoll in Zahlen- druck zu registrieren gestattet.

Dieses Meßorgan ist zur automatischen Messung der sechs Luftkraftkomponenten und in Verbindung mit einer Tauchglocke zur Messung der Strahlgeschwindigkeit benutzt

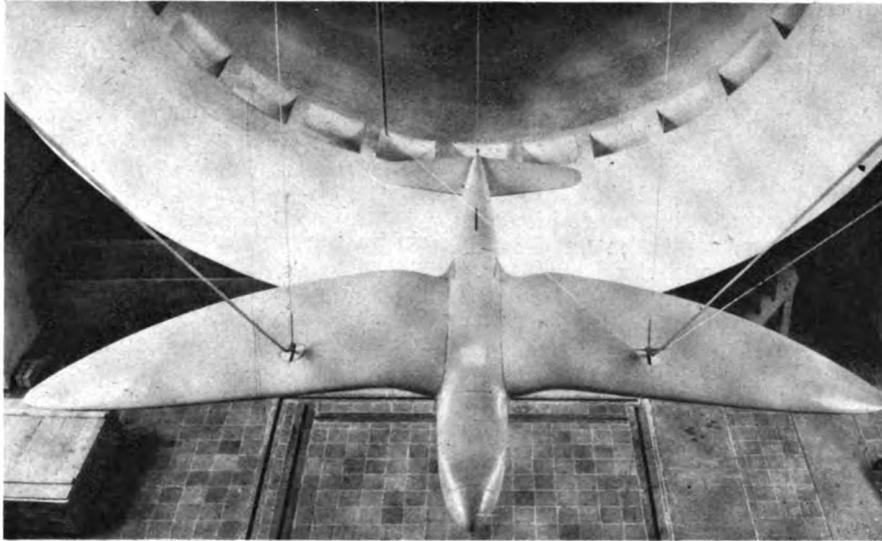


Abb. 8. Drahtaufhängung der Modelle.

worden. Ein Registrierpult, in dem die Meßergebnisse aller Meßstellen zusammenlaufen, gestattet die Anfertigung eines in Zahlen gedruckten Meßprotokolls von 12 Meßwerten sowie die Darstellung der 6 Luftkraftkomponenten in Kurvenform über dem Anstellwinkel. Der Überblick über den Verlauf der Messung erfolgt auf Grund der Kurven, während zur Auswertung das wesentlich genauere Zahlenprotokoll benutzt wird.

Die Waage wurde gleichzeitig im Hinblick auf die Untersuchung von Modellen mit laufenden Schrauben entwickelt. Um ein Minimum an Störung durch die Stromzuführung zu den Modellen zu erzielen und den Einbau von Modellen mit Luftschrauben zu vereinfachen, wurde die Drahtaufhängung gleichzeitig als Stromzuführung ausgebildet. Aus diesem Grunde sind alle Drähte der Aufhängung elektrisch

isoliert und durch galvanische Kupferüberzüge hinreichend leitfähig gemacht. Die Kugelgelenke in den Anschlußpunkten des Modells bestehen aus Berylliumbronze, um hohe Festigkeit mit guter elektrischer Leitfähigkeit zu vereinen. Der vertikale, am Rumpfeende angreifende Draht ist hohl und enthält 10 dünne Meßleitungen, die zur Drehzahlmessung und Temperaturüberwachung von maximal 4 Modellmotoren dienen. Ist das Modell in seine Aufhängung eingehangen, so sind seine Motoren gleichzeitig sinngemäß mit dem Steuerpult im Meßraum verbunden. Als Modellmotore werden gedrungen gebaute Gleichstrommotore verwandt. Vorversuche haben gezeigt, daß dieser Motorentyp den sonst üblichen Drehstrommotoren überlegen ist, wenn es sich darum handelt, das auf die Modellschraube übertragene Drehmoment und damit den Einbauwirkungsgrad der Schraube zu bestimmen. Bei der für den großen Windkanal gewählten Anordnung wird das auf die Modellschrauben übertragene Drehmoment aus dem Ankerstrom der Motore ermittelt.

6. Die sonstigen Meßeinrichtungen.

Zum Kanal gehört eine Vormontagehalle, die dem großen Einfahrtstor des Kanales gegenüber liegt und von der aus auf Schienen verschiedene Sondermeßeinrichtungen in den Kanal hineingefahren werden können. Ein Prüfstand zur Prüfung von naturgroßen freifahrenden Luftschrauben ist fertiggestellt. Er besteht aus einem verfahrbaren Bock, der eine in einem Rohr gelagerte lange Welle und als Antrieb einen Benzinmotor von 650 PS trägt. Die Schrauben werden am Kopf der langen Welle montiert, so daß die Strömung in der Schraubenebene keine Störung durch den Antrieb und die Meßeinrichtung erfährt. Schub- und Drehmoment der Schraube werden hydraulisch durch Meßdosen an der Schraubennabe gemessen und in dem unterhalb des Strahles liegenden geschützten Beobachtungsstand angezeigt. Von diesem Stand aus erfolgt zugleich die gesamte Regelung des Antriebes sowie die Messung aller sonstigen für die Schraubenmessung wesentlichen Faktoren.

Auf den gleichen Unterbau kann eine Einrichtung aufgesetzt werden, die die Untersuchung von Motoren einschließlich Schrauben ermöglicht. Da diese Einrichtung jedoch nur zur maschinellen Erprobung von Triebwerken vorgesehen ist, also keine Messung von Luftkräften gestattet, wird zur Zeit noch eine dritte Einrichtung entwickelt, die die Erprobung ganzer Triebwerke bei gleichzeitiger Bestimmung der äußeren Kräfte ermöglichen soll. Diese Einrichtung wird aus einer robusten, verfahrbaren Dreikomponentenwaage bestehen, die in der Lage ist, ganze Flugzeuge einschließlich laufender Triebwerke zu tragen.

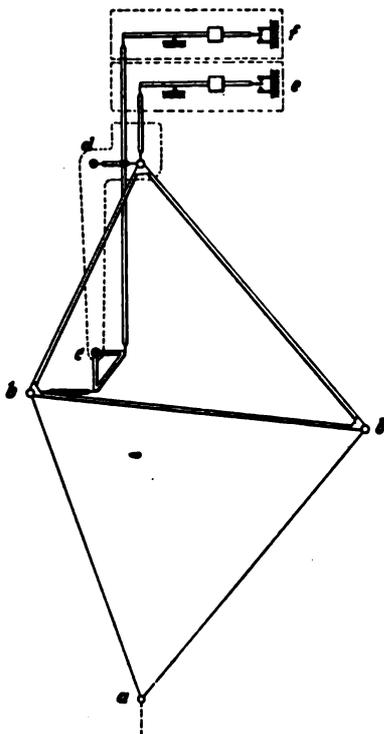


Abb. 9. Schema einer Kräftezerlegung in Auftrieb und Widerstand.

- a Kugelgelenk im Anschlußpunkt des Modelles
- b Anschlußpunkte der Drahtaufhängung
- c Umlenkhebel
- d Parallelführung
- e Auftriebswaage
- f Widerstandswaage

7. Inbetriebnahme und Strahleigenschaften.

Die Inbetriebnahme des Kanales ist entscheidend durch den neuartigen Antrieb beeinflusst worden. Grundsätzlich mußten infolge des Verstellgebläses alle Untersuchungen für mehrere Geschwindigkeiten durchgeführt werden und andere als die üblichen Hilfsmittel zur Korrektur der Strömung angewandt werden.

Bei den ersten Probeläufen zeigte sich, daß der hinter dem Gebläse angeordnete, normale Leitapparat nicht ausreichte, um bei allen Flügelanstellungen den Gebläsedrall hinreichend zu vermindern. Bei extremen Flügelanstellungen war der Drall noch so stark, daß die Strömung an den hinter dem Diffusor liegenden Umlenkschaufeln abriß und dadurch die gesamte Geschwindigkeitsverteilung des Strahles gestört wurde. Aus diesem Grunde ist der Leitapparat auf etwa das Dreifache seiner Tiefe verlängert worden, so daß er nunmehr im Sinne einer Zwangsführung wirkt und den Drall bei jeder Flügelanstellung hinreichend vermindert.

Des weiteren zeigte sich, daß zwar für die mittlere Flügelanstellung des Gebläses die Geschwindigkeitsverteilung des Strahles einwandfrei war, darüber und darunter jedoch eine beträchtliche Störung infolge der ungleichmäßigen Schubverteilung des Verstellgebläses auftrat. Dieser prinzipielle Mangel ergab bei größter Flügelanstellung eine um etwa 5% größere Geschwindigkeit am Strahlrande als in der Strahlmitte und bei kleinster Flügelanstellung das umgekehrte Verhalten.

Zur Verminderung dieses Fehlers wurde vor dem Gleichrichter ein Sieb eingebaut, das den gesamten Rohrquerschnitt abschließt und bei 2,5 mm Drahtstärke 13 mm Maschenweite besitzt. Dieses Sieb hat den Fehler in der Geschwindigkeitsverteilung auf weniger als den dritten Teil herabgesetzt, so daß heute die Geschwindigkeit im Strahl bei ungünstigster Flügelanstellung nur mehr 1,5% differiert (Abb. 10). Für die günstigste Flügelanstellung (30 und 60 m/s) beträgt der größte Geschwindigkeitsunterschied auf der langen Achse des Strahlquerschnittes etwa 1/2%, erreicht mithin den bei guten Kanälen üblichen Betrag.

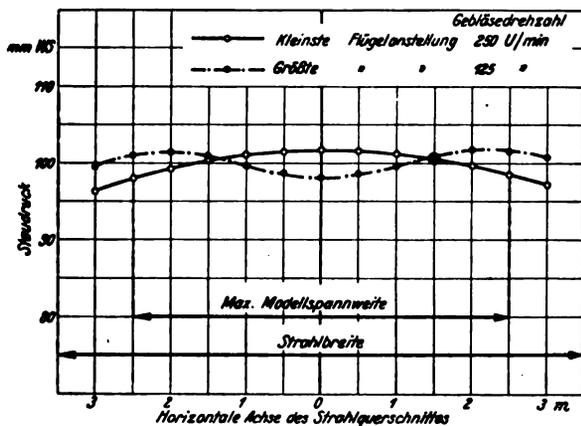


Abb. 10. Staudruckverlauf auf der horizontalen Achse des Strahlquerschnittes für extreme Gebläseflügelanstellungen.

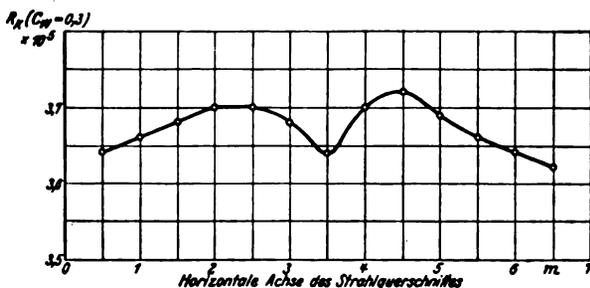


Abb. 11. Turbulenzuntersuchung des Strahles. Verlauf von R_K ($c_w = 0,3$) auf der langen Achse des Strahlquerschnittes.

Infolge des Energieverlustes im Sieb ist eine etwa 8% höhere Antriebsleistung erforderlich. Der Gütegrad der Gesamtanlage ist jedoch trotz dieses Verlustes dem Gütegrad normaler Windkanäle mit festem Gebläse gleichwertig, denn durch das Verstellgebläse ist der Drehstrom-Gleichstrom-Umformer eingespart worden, der insbesondere bei geringer Strahlgeschwindigkeit weit größere Verluste als das Sieb ergibt.

Die Turbulenz des Strahles ist vor und nach dem Siebeinbau geprüft worden. Der Turbulenzgrad des Strahles war nach dem Siebeinbau unverändert. Für die Turbulenzuntersuchung wurde eine polierte Stahlkugel von 150 mm Durchmesser benutzt, mittels der zuvor die kritische Reynoldssche Zahl der Atmosphäre im Flugversuch zu R_K ($c_w = 0,3$) = 3,85 bis $4,05 \times 10^5$ (je nach Böigkeit) ermittelt worden war. Die Messung ist für mehrere Punkte der langen Achse des Strahlquerschnittes durchgeführt worden. Die kritische Reynoldssche Zahl des Kanales auf dieser Linie beträgt im Mittel R_K ($c_w = 0,3$) = $3,67 \times 10^5$ (Abb. 11). Der Kanal erreicht demnach bezüglich Turbulenzarmut die Werte der besten bisher gebauten Kanäle und kommt den Verhältnissen im Fluge sehr nahe.

Die Richtungsgenauigkeit des Strahles ist gleichfalls geprüft und nach Möglichkeit verbessert worden. Um auch diesbezüglich günstige Werte zu erzielen, wurde der Leitapparat hinter dem Gebläse mit Feinkorrekturschaufeln ausgerüstet und eine zweckmäßige Einstellung dieser Schaufeln experimentell ermittelt. Die größte Abweichung der Strahlrichtung von der mittleren Strahlrichtung beträgt auf der horizontalen Achse des Strahles zur Zeit $\pm 0,5^\circ$, wird jedoch voraussichtlich noch weiter zu verbessern sein (Abb. 12). Ein Vergleich dieses Ergebnisses mit den Leistungen anderer großer Kanäle ist nicht möglich, da ausreichende Literaturangaben in dieser Richtung fehlen.

Es ist heute üblich, die Strahleigenschaften zu prüfen, ohne ein Modell in den Strahl einzuhängen. Da die Möglichkeit besteht, daß ein im Verhältnis zum Strahl großes Modell die Eigenschaften des Strahles merklich ändert, wurde die Turbulenz und die Geschwindigkeitsverteilung im genügenden Abstand vor einem Flügelmodell von 5 m Spannweite geprüft. Es hat sich gezeigt, daß die Turbulenz vor dem Modell selbst bei stark überzogener Fluglage des Flügels nicht vergrößert wird. Die durch den Flügel erzeugte Turbulenz wird mithin restlos beseitigt. Die Geschwindigkeitsverteilung erleidet durch den Flügel bei Maximalauftrieb eine zusätzliche Störung von etwa 2%. Diese Versuche haben Bedenken zerstreut, die gegen die Verwendung des elliptischen Strahles mit entsprechend großen Modellen vorgebracht werden konnten.

Während der Inbetriebnahme wurden Längsschwingungen der gesamten Luftsäule beobachtet. Diese Schwingungen sind durch Verkleinern des Schlitzes am Auffangtrichter auf etwa 1/3 ihrer Amplitude vermindert worden. Da die Schwingungen heute nur noch selten und dann nur bei kleiner Gebläsedrehzahl auftreten, können sie durch Umschalten auf hohe Gebläsedrehzahl vermieden werden.

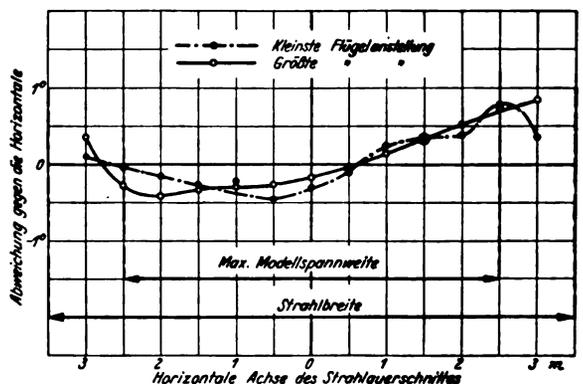


Abb. 12. Richtungsverlauf auf der horizontalen Achse des Strahlquerschnittes für extreme Gebläseflügelanstellungen.

8. Zusammenfassung.

Der große Windkanal der DVL ist heute betriebsreif. Je nach Wahl der Düse steht ein Strahl von elliptischem Querschnitt mit den Achsen 5 × 7 m und 9 m Länge bzw. ein Strahl von 6 × 8 m Querschnitt und 11 m Länge zur Verfügung. Die Maximalgeschwindigkeit beträgt für die kleinere Düse 65 m/s. Die Richtungs- und Geschwindigkeitsgenauigkeit des Strahles entspricht den Werten guter Kanäle. Bezüglich Turbulenzfreiheit erreicht der Kanal die besten bisher erzielten Werte und kommt den Werten im freien Fluge sehr nahe. Ursprünglich zeitweise auftretende Längsschwingungen der Luftsäule können heute

vermieden werden.

Die Meßeinrichtung besteht aus einer automatischen Sechskomponentenwaage und einer Prüfeinrichtung für Propeller und Motoren bis 650 PS. Eine Dreikomponentenwaage zur Messung naturgroßer Flugzeuge einschließlich laufender Triebwerke ist zur Zeit in Entwicklung.

Der Kanal wurde unter Leitung von Dr.-Ing. F. Seewald, von Dr.-Ing. M. Schilhansl (Gebläse, Geschwindigkeitsregelung, Aerodynamische Fragen), Dr.-Ing. M. Kramer (Meßeinrichtung, Aerodynamische Fragen, Inbetriebnahme) und Dipl.-Ing. H. Brenner (Bauliche Ausgestaltung und Bauleitung) erbaut.

Berechnung des Oberflächenreibungswiderstandes schneller Flugzeuge.

Von S. Hoerner.

Bericht 35/16 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt e. V., Berlin-Adlershof.

Der Luftwiderstand der Flugzeuge besteht bei zunehmender aerodynamischer Verfeinerung der Formen zu einem immer größeren Teil aus reinem Oberflächenreibungswiderstand. Die bekannten Widerstandsgesetze ebener Flächen genügen, um für die im Schnellflug zutreffenden großen Kennzahlen den Reibungswiderstand näherungsweise zu berechnen. Auch für den im Schnellflug vorherrschenden Einfluß der Oberflächenrauigkeit lassen sich aus den für ebene Flächen bekannten Verhältnissen praktische Folgerungen für Flugzeuge ziehen.

Gliederung.

1. Anwendung der Widerstandsgesetze glatter ebener Flächen.
2. Der zusätzliche Widerstand schlanker Körper.
3. Das Widerstandsgesetz rauher Oberflächen.
4. Übertragung auf schlanke Körper.
5. Aerodynamisch vollkommen glatte Flächen.
6. Berechnungsbeispiele.
7. Zusammenfassung.
8. Schrifttum.

1. Anwendung der Widerstandsgesetze glatter ebener Flächen.

Für den Reibungswiderstand tangentiell angeströmter glatter ebener Flächen sind durch Prandtl [1] und v. Karman [2] Gesetze bekannt. Abb. 1 zeigt die Abhängigkeit des Reibungswiderstandsbeiwertes solcher Flächen $c_f = W/qO$; (O = Oberfläche) von der Reynoldsschen Zahl $R = v l/\nu$; (l = Ausdehnung der Fläche in Strömungsrichtung). Bei vollkommen turbulenter Grenzschicht, d. i. im allgemeinen bei großen Kennzahlen gilt nach Prandtl die Formel

$$c_f = 0,455/(\log R)^{2,58} \dots \dots \dots (1)$$

Dieses Gesetz wird nach Abb. 1 durch Messungen an ebenen Flächen [3, 4] bestätigt.

Windkanalmessungen haben gezeigt, daß bei großen Kennzahlen der Widerstand schlanker Körper das für ebene Flächen aufgestellte Widerstandsgesetz nur wenig übersteigt. So liegen die an Modellen von Luftschiffkörpern [5] gemessenen (auf die gesamte Körperoberfläche bezogenen)

Widerstandsbeiwerte in Abb. 1 nahe oberhalb der das turbulente Reibungsgesetz der ebenen Fläche darstellenden Kurve.

An Tragflügelprofilen bis etwa 14% größter Dicke d wurde zum Teil die gleiche Feststellung gemacht [6, 7]; vgl. Abb. 1 u. 2. Im Bereich turbulenter Grenzschichtströmung, d. i. bei Kennzahlen oberhalb von $R = \sim 10^7$ läßt sich also der reine Reibungswiderstand schlanker Körper nach dem turbulenten Reibungsgesetz in erster Näherung berechnen. Einwandfrei läßt sich auf diese Weise jedenfalls die überhaupt denkbare untere Grenze ihres Widerstandes angeben.

Das für kleine Kennzahlen gültige Gesetz des laminaren Reibungswiderstandes ebener Flächen [8] $c_f = 1,327/\sqrt{R}$ ist auf dicke Körper und gekrümmte Flächen nur mit großer Unsicherheit übertragbar. Die laminare Grenzschicht ruft durch Ablösung Formwiderstände hervor, sobald die Körperdicke ein geringes Maß überschreitet.

Der Übergang von der laminaren zur turbulenten Grenzschichtströmung wird bei Windkanalmessungen je nach vorhandener Strömungsturbulenz zu kleineren Reynoldsschen Zahlen hin verschoben. Diese Messungen streuen deshalb auch im oberen Teil des kritischen Kennzahlgebietes.

Bei den in Abb. 1 eingetragenen Wieselsbergerschen Messungen [3] an ebenen Platten wird durch die Umströmung der Eintrittskante die Grenzschicht schon bei Reynoldsschen Zahlen dicht oberhalb von $R = 10^5$ turbulent. Der Oberflächenreibungswiderstand folgt also dem turbulenten Reibungsgesetz, obgleich der bei den Versuchen verwendete Göttinger Kanal turbulenzarm ist. Für die Übertragung des turbulenten Reibungsgesetzes auf dicke Körper ist dieser Vorgang u. U. wesentlich, weil durch ihn der Anwendungsbereich des turbulenten Reibungsgesetzes zu kleineren Reynoldsschen Zahlen hin erweitert wird.

Im Gegensatz zu Wieselsbergers Platten folgen dünne Profile mit schlanken Köpfen [9] im wesentlichen der von Gebers [10] an Platten in ruhendem Wasser gemessenen Übergangskurve. Prandtl hat diese Messungen durch ein Übergangsgesetz [8] erklärt, das für die hier interessierenden großen Kennzahlen zweckmäßig geschrieben wird [1]:

$$c_f = [0,455/(\log R)^{2,58}] - (1700/R) \quad (2)$$

Statt des aus den Versuchen abgeleiteten Wertes $\ast 1700 \ast$ wird bei besonders ungestörten Bedingungen ein höherer sich ergeben. In Abb. 2 ist eine Übergangskurve mit dem einer kritischen Kennzahl der Grenzschicht $R = v l/\nu = 7 \cdot 10^6$ entsprechenden Wert $\ast 2440 \ast$ eingezeichnet. Gewisse Luftschiff- [12] und Profilmessungen [7] sind nur im Vergleich mit einer solchen Kurve verständlich.

2. Der zusätzliche Widerstand schlanker Körper.

Die in Abb. 1 bzw. 2 eingetragenen Luftschiff- und Profilmessungen liegen natürlicherweise oberhalb der durch die ebenen Reibungsgesetze gegebenen Grenzen. Der Grund dazu liegt bei vollkommen glatter Oberfläche in der durch den Körperinhalt bedingten Ver-

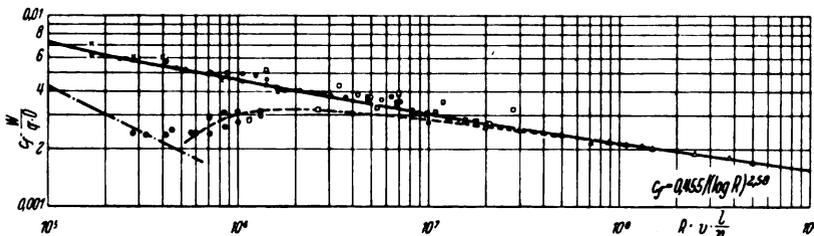


Abb. 1. Die Reibungswiderstandsgesetze glatter ebener Flächen nach Prandtl und v. Karman.

- Ebene Flächen:
 - - - laminar Prandtl [8], ○ Wieselsberger [3],
 - - - Übergang Prandtl-Gebers [10], △ Kempf [4],
- Profilmessungen:
 ○ 2 dünne Göttinger Profile [9], × NACA 0006, Turbulenzgitter [6],
- Luftschiffmodelle:
 □ NACA, ohne/mit Turbulenzgitter [5], ■ NACA, Prop. Res. Tunnel [12].

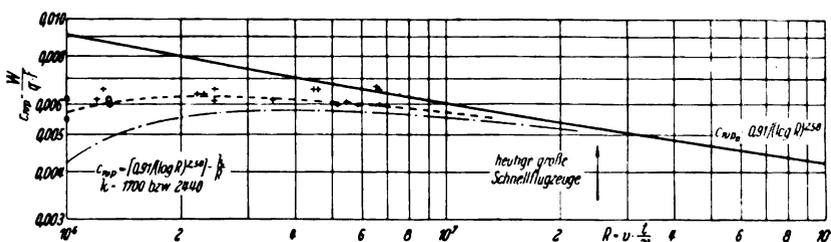


Abb. 2. Der kleinstmögliche Profilmwiderstand von Tragflügeln, abgeleitet aus den ebenen Reibungsgesetzen + 6 englische Profile [7], ○ Göttinger Profile [9].

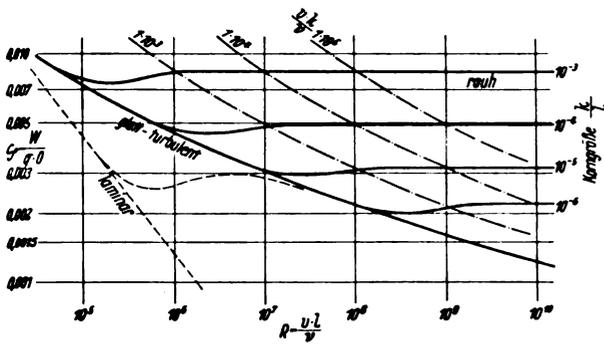


Abb. 3. Der Reibungswiderstand rauher ebener Flächen nach Prandtl-Schlichting.

drängungsströmung und in der zusätzlichen Verzögerung der Grenzschicht durch Druckanstieg an der Körperrückseite.

Aus den vorhandenen wenigen Messungen an schlanken Körpern bei ausreichend großen Kennzahlen ($> 10^6$) sind zur Zeit verbindliche Angaben über die Größe des Dickeninflusses noch nicht zu machen. An Luftschiffkörpern wurden bei Dickenverhältnissen um 0,2 Widerstandswerte gemessen [5, 12], die um nur etwa 5 bis 15% die als reine Oberflächenreibungswerte anzunehmenden übersteigen. Die amerikanische Profilmfamilie [11] und eine Göttinger Reihe [3] zeigen eine Zunahme des Profilwiderstandes von Tragflügeln etwa mit dem Quadrat der Profildicke. Bei $d/t = 0,15$ beträgt auf diese Weise der Zuwachs etwa 40%.

Im Gegensatz dazu wurden im englischen Überdruckkanal [7] bei Dickenverhältnissen um 0,13 Profilwiderstandsbeiwerte ermittelt, die ganz auf der Prandtl-Gebirgschen Übergangskurve der reinen Reibung liegen. M. Schrenk hat an einem 19% dicken Flügelstück ebenfalls derartig geringe Profilwiderstände gemessen [19]. Die mittels Impulsverfahren im Fluge bestimmten Beiwerte liegen für $R = (5 \text{ bis } 7) \cdot 10^6$ zwischen $c_{wp} = 0,006$ und $0,007$. — Die verschiedenen Messungen gehen also noch auseinander.

Durch Profilkürmung wird, besonders bei $c_a = 0$, der Profilwiderstand der Tragflügel weiter erhöht. Im allgemeinen kann aber bei den im Schnellflug zutreffenden Auftriebsbeiwerten um $c_a = 0,2$ ein wenig über dem der symmetrischen Profile liegendes $c_{wp \text{ min}}$ angenommen werden.

In erster Näherung ist nach obigem der Profilwiderstand für Kennzahlen oberhalb von $R \approx 4 \cdot 10^6$ als reiner Reibungswiderstand nach dem turbulenten Reibungsgesetz (Formel 1) mit angenähert $F = O/2$:

$$c_{wp0} = 0,91 / (\log R)^{2,58} \dots \dots \dots (3)$$

Für das Übergangsgebiet muß außerdem die Formel (2) herangezogen werden. In Abb. 2 ist der so bestimmte geringstmögliche Profilwiderstand zusammen mit bestätigenden Messungen aufgetragen.

8. Das Reibungsgesetz rauher Flächen.

Die bisherige Ableitung bezog sich nur auf vollkommen glatte Flächen. Es entsteht die Frage, welche Eigenschaften technisch ausgeführte Oberflächen haben müssen, damit sie aerodynamisch als vollkommen glatte wirken. Man glättet die Oberfläche der Flugzeuge zwar nach Möglichkeit durch Lackanstrich u. dgl. Wo das aber durch den Werkstoff und mit Rücksicht auf das Gewicht schwierig ist, begnügt man sich mit weniger glatter Oberfläche; so z. B. bei Bespannstoffen. Welches Maß der Oberflächenglätte überhaupt nützlich oder notwendig ist, ist dabei noch nicht genügend bekannt.

Prandtl und Schlichting haben den Reibungswiderstand tangentiell angeströmter rauher Flächen abgeleitet [13], indem sie durch Rechnung die Ergebnisse planmäßiger Versuche an rauhen Rohren auf die ebene Fläche übertragen. Wesentlich ist die Verwendung des Begriffs der relativen Oberflächenglätte l/k ; (k = Größe der der Rauigkeit bildenden Körner) und der Kornkennzahl $R_k = v k / \nu$. In Abb. 3 ist die Figur 4 der Quelle [13] etwas abgeändert

wiedergegeben; als Parameter ist die relative Korngröße k/l verwendet. Die Ableitung bezieht sich nur auf überkritische Grenzschichtströmung. Inwiefern das Übergangsgebiet von laminarer zu turbulenter Grenzschichtströmung durch Rauigkeit betroffen wird, ist nicht festgestellt. Die Kurven der Abb. 3 sind entsprechend besonders zu großen Kennzahlen hin ausgedehnt.

Eine Oberfläche wirkt aerodynamisch vollkommen glatt, so lange die Rauigkeitserhebungen (Körner) ganz in der innersten laminaren Teilschicht der Grenzschicht, welche auch in turbulenter Grenzschicht vorhanden ist, verschwinden. Das ist verhältnismäßig unabhängig von der Kennzahl $v l / \nu$ der angeströmten Fläche der Fall, so lange die Korngrößen unterhalb eines nach Abb. 3 durch die Kornkennzahl $R_k = v k / \nu \approx 90$ bis 120 bestimmten Wertes bleiben.

Sobald die Oberflächenkörner eine solche Größe erreichen, daß sie aus der laminaren Teilschicht der Grenzschicht herausragen, folgt der Reibungswiderstand nicht weiter dem für glatte Oberflächen bekannten Gesetz (Abb. 1). Er geht vielmehr nach Überwindung eines leichten Schlenkers auf einen gleichbleibenden Beiwert, den Endwiderstandsbeiwert, über. Genügend rauhe Flächen gehorchen also dem quadratischen Widerstandsgesetz.

Wird die Oberflächenkorngröße bis unter die oben durch $R_k = v k / \nu = 90$ bis 120 angegebene zulässige Grenze herab verkleinert, so hat das (bei turbulenter Grenzschicht) aerodynamisch keinen Einfluß. Der Widerstand wird dadurch nicht unter den durch die Grenzkurve der Abb. 3 gegebenen Betrag herabgemindert.

In Abb. 4 sind die bei großen Kennzahlen sich ergebenden Endwiderstandszahlen c_f , abgeleitet aus Abb. 3, über der Korngröße k/l aufgetragen. An der rechten Seite des Schaubildes sind jene Reynoldsschen Zahlen R_{Grenze} angeschrieben, bis zu denen herab das durch die Kurve gegebene Widerstandsgesetz gilt. Für kleinere als die angeschriebenen R -Zahlen ist das turbulente Reibungsgesetz für glatte Oberflächen anzuwenden, weil dann die betr. Fläche aerodynamisch als vollkommen glatte wirkt.

4. Übertragung auf schlanke Körper.

Auch das Gesetz der rauhen Reibung ist zunächst nur für ebene Flächen gültig. Um jedoch größenordnungsmäßig die Abhängigkeit des Widerstandes von der Oberflächenrauigkeit zu erkennen, ist die Übertragung des Gesetzes auf Tragflügel, Flugzeugrümpfe und sonstige Flugzeugteile zutreffend. Es bedarf noch der Erforschung, hier weitere Genauigkeit zu erzielen. Aus Abb. 4 ist demnach die Abhängigkeit des Reibungswiderstandes von Flugzeugen von der Oberflächenrauigkeit zu entnehmen.

Der wesentliche Grund, weshalb die der Abb. 2 entsprechenden geringen Profilwiderstände an ausgeführten Tragflügeln überschritten werden, ist nach obigem in Oberflächenrauigkeit zu suchen. Versuche im amerikanischen Überdruckkanal bestätigen das. Am Profil NACA 0012, $t = 12,7$ cm, wurde bei $R = 3,1 \cdot 10^6$ gemessen [14]: $c_{wp} = 0,0076$ am polierten Modell und $c_{wp} = 0,0146$ bei $0,13$ mm

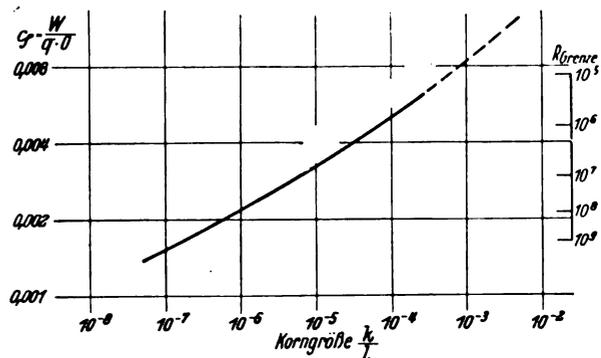


Abb. 4. Der Endwiderstand ebener Flächen in Abhängigkeit von der Oberflächenkorngröße.

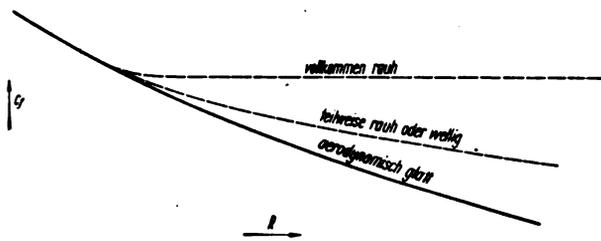


Abb. 5. Kennzahlverhalten bei verschiedener Oberflächenbeschaffenheit, schematisch.

Karborundum-Oberfläche. Nach den Reibungsgesetzen ergeben sich entsprechende Werte von $c_{wp} = 0,0074$ bzw. $0,0168$.

Für die Flugmessungen Schrenks [19] ergeben sich die Vergleichszahlen $c_{wp\text{ gemessen}}/c_{wp\text{ gerechnet}}$: für Glattblech ohne Nieten $0,0064/0,0058$; für die mit Mohnsamen beklebte Fläche $0,019/0,014$.

An einem mit $0,13$ mm großen Karborundumkörnern beklebten Luftschiffmodell [5] wurde bei $R = 10^7$; $c_f = 0,0059$ gemessen. Nach dem rauhen Reibungsgesetz ergibt sich $c_f = 0,0055$. Der gemessene Wert wird nach dem Gesetz für eine Korngröße von $0,14$ mm bestätigt, während sich nach der glatten turbulenten Reibung $c_f = 0,0030$ ergibt. Die Übertragung des rauhen Reibungsgesetzes auf schlanke Körper liefert also mit den Messungen gut übereinstimmende Ergebnisse.

Die Prandtl-Schlichtingsche Ableitung bezieht sich auf Oberflächen, deren Rauigkeit durch dicht aneinander liegende Sandkörner gleicher Größe gebildet ist; die Korngröße dient als Rauigkeitsmaßstab. Zur eindeutigen Bestimmung der Rauigkeit ist hinsichtlich ihrer aerodynamischen Wirkung die Korndichte ebenso maßgeblich wie die Korngröße. Da Versuche über ihren Einfluß noch nicht bekannt sind, können hier aus Messungen an nicht vollkommen glatten Flächen und den Betrachtungen von Hopf [15] lediglich qualitative Angaben gemacht werden.

Für geringe Korndichte und für teilweise Rauigkeit trifft demnach nach Abb. 5 ein ähnlicher Verlauf zu, wie für die Welligkeit einer an sich vollkommen glatten Fläche. Eine Welle wirkt in gleicher Weise wie einzelne Oberflächenkörner grenzschichtverzögernd, ohne daß die dazwischen liegenden ungestörten Flächenteile ihr Kennzahlverhalten verlieren. Solche Störungen und die Unterbrechung der Oberfläche von Flugzeugen durch Schraubenköpfe, Fugen u. dgl. bewirken also, daß der Widerstand schwächer mit der Kennzahl abnimmt, als das turbulente Reibungsgesetz für glatte Oberflächen angibt.

5. Aerodynamisch vollkommen glatte Oberflächen.

In Abb. 6 ist die einer vollkommen glatten Oberfläche entsprechende größte Korngröße, kurz zulässige Korngröße genannt, über der Windgeschwindigkeit aufgetragen. Die zulässige Größe k hängt in Luft gleicher Dichte und Temperatur fast nur von der Fluggeschwindigkeit ab.

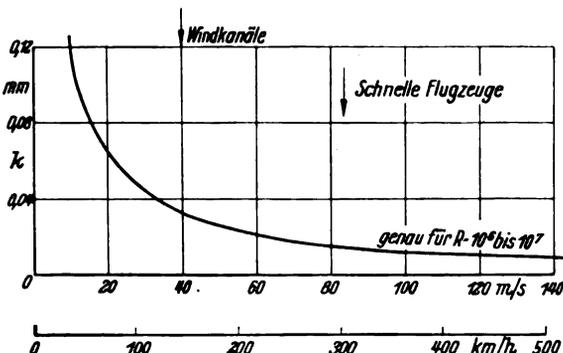


Abb. 6. Zulässige Oberflächenkorngröße aerodynamisch vollkommen glatt wirkender Flächen, abhängig von der Geschwindigkeit. (Zum Abgreifen von Rechenwerten ist diese Darstellung nicht genau genug; $v = \frac{1}{3} \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$.)

Bei einer Windgeschwindigkeit von z. B. $v = 40 \text{ m/s} = 144 \text{ km/h}$, wie sie in Windkanälen und an wirklichen Flugzeugen vorkommen, wirkt die Oberfläche von Tragflügeln und Rumpfen vollkommen glatt, solange die Größe des Oberflächenkornes unter etwa $\frac{1}{100} \text{ mm}$ bleibt. Wesentlich ist, daß bei gleicher Windgeschwindigkeit die zulässige Korngröße ziemlich unabhängig von den Körperabmessungen ist. Ein 2 m tiefer Flugzeugflügel darf also in mm ausgedrückt nicht rauher sein, als ein 20 cm tiefes Windkanalmodell, wenn beide mit gleicher Geschwindigkeit angeblasen sind.

Die Forderung, daß das Oberflächenkorn der Flugzeuge unter $1 \text{ bis } \frac{1}{100} \text{ mm}$ liegt, wird zur Zeit nicht immer erfüllt. Die in einer amerikanischen Zeitschrift zu lesende Firmenreklame, ein Sportflieger habe 4 m. p. h. Höchstgeschwindigkeit gewonnen, durch Anwendung eines bohnerwachsartigen Mittels, gewinnt daher Glaubwürdigkeit.

Die zulässige Korngröße wird an solchen Oberflächenstellen eines Flugzeugs, die mit größerer als der betreffenden Fluggeschwindigkeit umströmt werden, entsprechend kleiner sein. Die Nase eines Tragflügels z. B. wird im Höchstauftriebsfall mit etwa doppelter Fluggeschwindigkeit umströmt. Die zulässige Korngröße liegt also für eine Landgeschwindigkeit von 100 km/h in erster Näherung nach Abb. 6 bei $\frac{2}{3} \cdot \frac{1}{100} \text{ mm}$. Wird diese Größe überschritten, so sinkt der Höchstauftrieb wegen verzögerter Nasenumströmung. Im Schnellflug bei 300 km/h beträgt die zulässige Korngröße der übrigen Oberflächenteile etwa $\frac{1}{3} \cdot \frac{1}{100} \text{ mm}$.

Nach Messungen von Kempf [4] wird der Gesamtwiderstand einer ebenen Fläche durch ein nahe der Vorderkante gelegenes einzelnes, $8,5\%$ langes rauhes Stück um 16% erhöht. Nahe der Hinterkante der Fläche bewirkt ein gleiches Stück eine Widerstandserhöhung von nur 4% . Die Flügel-nase und die Rumpfspitze besonders glatt auszuführen, ist also bei Flugzeugen wichtig. Die zulässige Korngröße ist schon bei ebenen Flächen durch die Vorderkante bestimmt; an der Hinterkante ist sie gegenüber der in Abb. 7 angegebenen, praktisch gesprochen um etwa 10% größer (abzuleiten aus Fig. 3 der Quelle [13]).

Für weitere Anwendungen ist in Abb. 7 die zulässige Korngröße k/l über der Reynoldsschen Zahl aufgetragen. Zu einer bestimmten Korngröße ist dabei aus Abb. 3 jene Reynoldssche Zahl entnommen worden, bei der die achsparallele k/l -Gerade verlängert die Kurve der turbulenten Reibung schneidet.

Für die Flügelmodelle des amerikanischen Überdruckkanals ergibt sich bei $R = 3,3 \cdot 10^8$ die zulässige Korngröße etwa zu $k/l = 3 \cdot 10^{-5}$. Die Modelle müssen also bei einer Tiefe von l bzw. $t = 12,7 \text{ cm}$ so poliert werden, daß die verbleibenden Poren und Erhebungen einer Korngröße von weniger als $\frac{1}{1000} \text{ mm}$ entsprechen. Windkanalmessungen im Überdruck oder bei sehr hohen Geschwindigkeiten sind daher hinsichtlich der Oberflächenbeschaffenheit der Modelle empfindlich.

In Abb. 8 ist die zur Bestimmung der Reynoldsschen Zahl notwendige kinematische Zähigkeit der Luft, aus den Bedingungen der internationalen Normalatmosphäre abgeleitet, für verschiedene Höhen aufgetragen. Die Zähigkeit μ nimmt zwar wie die Temperatur mit der Höhe ab. Da jedoch die Dichte ρ mit der Höhe wesentlich stärker abnimmt, wächst die kinematische Zähigkeit $\nu = \mu/\rho$ stark an.

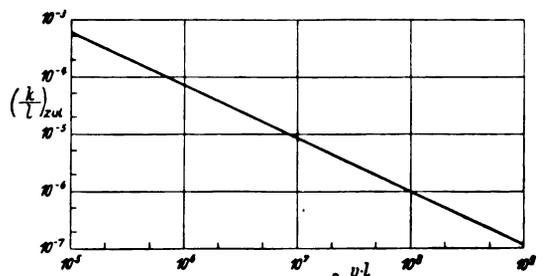


Abb. 7. Zulässige relative Oberflächenkorngröße aerodynamisch vollkommen glatt wirkender Flächen, abhängig von der Kennzahl.

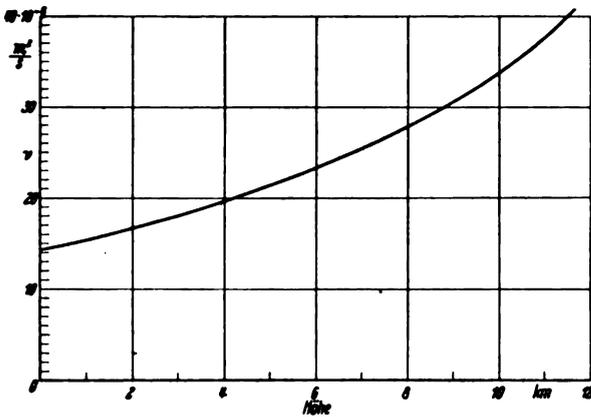


Abb. 8. Kinematische Zähigkeit der Luft in verschiedenen Höhen; entsprechend der internationalen Normalatmosphäre.

Die zulässige Korngröße eines in 10 km Höhe fliegenden Schnellflugzeuges ist bei gleicher Geschwindigkeit wie in Bodennähe größer, bei doppelter Geschwindigkeit, d. i. etwa bei Bodendruck, würde sie fast ebenso groß sein wie in Bodennähe.

6. Berechnungsbeispiele.

Das amerikanische Schnellverkehrsflugzeug Douglas DC-2 [16] besitzt die Werte (Leistungen bei eingezogenem Fahrgestell in 2100 m Höhe):

$$\begin{aligned}
 F &= 87,5 \text{ m}^2 & F_l &= 22,0 \text{ m}^2 \\
 b &= 25,9 \text{ m} & N &= 1400 \text{ PS} \\
 l &= 18,9 \text{ m} & G &= 8200 \text{ kg} \\
 O_r &\approx 117 \text{ m}^2 & v_{\max} &= 338 \text{ km/h}
 \end{aligned}$$

Es bezieht sich Index s_f auf den Flügel, s_r auf den Rumpf und s_h auf das Leitwerk.

Der induzierte Widerstand des Flügels beträgt im angegebenen Zustand mit $\rho = 0,102 \text{ kg s}^2/\text{m}^4$ und $c_a = 0,21$; $W_i = 71 \text{ kg}$. Die Kennzahl des Flügels beträgt bei $t = F/b = 3,4 \text{ m}$ und mit $v = 16,7 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ (s. Abb. 8 für $h = 2100 \text{ m}$); $R_f = 1,91 \cdot 10^7$. Mit dem für diese Kennzahl aus Abb. 2 entnommenen turbulenten $c_{wpo} = 0,0054$ beträgt der reine Reibungswiderstand des Flügels mindestens $W_f = 256 \text{ kg}$. Die Rumpfkennzahl beträgt $R_r = 1,06 \cdot 10^7$; der Reibungswiderstand des Rumpfes bei glatter Oberfläche mit dem aus Abb. 1 entnommenen $c_f = 0,0021$; $W_r = 132 \text{ kg}$. Das Leitwerk besitzt bei $t \approx 2 \text{ m}$ und $R = 1,10 \cdot 10^7$ mit turbulentem $c_{wpo} = 0,006$ einen Reibungswiderstand von $W_l = 71 \text{ kg}$. Die Summe der Reibungswiderstände beträgt mit 459 kg rd. das siebenfache des induzierten Widerstandes. Den Hauptanteil am gerechneten Gesamtwiderstand $W_g = 530 \text{ kg}$ hat mit 48% der Profilwiderstand des Flügels.

In Zahlentafel I ist für die Luftschraube einschließlich Einbaueinfluß ein Wirkungsgrad von $\eta_i = 0,7$ angenommen. Bei Bekanntsein dieses Triebwerkswirkungsgrades läßt sich ein aerodynamischer Wirkungsgrad des Flugzeugs $\eta_a = N_{\text{gerechnet}}/\eta_i N_{\text{wirklich}}$ bilden, der zur Beurteilung der Güte eines Flugzeugs hinsichtlich seines Widerstandes nützlich ist. Er beträgt für das Douglas-Flugzeug $\eta_a = 0,68$.

Bezogen auf den gerechneten Wert beträgt die Spanne zwischen diesem und dem wirklichen Widerstand $+47\%$. Etwa 25% des gerechneten Wertes muß nach Abschnitt 2

Zahlentafel I. Teilwiderstände und -Leistungen des Schnellverkehrsflugzeugs Douglas DC-2 bei Höchstgeschwindigkeit von 338 km/h in 2100 m Flughöhe.

Widerstandsart	Berechneter Widerstand kg	$c_w = W/qF$	Motorleistung ($\eta_i = 0,7$) PS
induzierter . . .	71	0,0019	127
Profilwiderstand .	256	0,0065	460
Rumpfwiderstand	132	0,0033	237
Leitwerk	71	0,0018	127
Gesamt	530	0,0135	951
aus Motorleistung	780	0,0199	1400

für den Dickeneinfluß des Flügels, des Rumpfes und des Leitwerks gerechnet werden. Der Rest stellt den durch Beeinflussung, Störteile und Oberflächenrauigkeit bedingten weiteren Widerstand dar.

Mindestens 59% des der Vortriebsleistung entsprechenden Widerstandes ist durch glatte Oberflächenreibung verursacht. Die äußerste Geschwindigkeit, die das Flugzeug bei vollkommen glatter Oberfläche und restloser Vermeidung aller einzelnen Oberflächenstörungen in der angegebenen Flughöhe würde erreichen können, liegt um 360 km/h . Nach reinen ebenen Reibungsgesetzen, die selbstverständlich nie ganz zutreffen können, würden sich 388 km/h ergeben.

Das Schnellpostflugzeug Heinkel 70 [17] besitzt die Werte:

$$\begin{aligned}
 F &= 36,5 \text{ m}^2 & F_l &= 7,4 \text{ m}^2 \\
 b &= 14,8 \text{ m} & G &= 3350 \text{ kg} \\
 l &= 11,6 \text{ m} & v_{\max} &= 377 \text{ km/h} \\
 O_r &\approx 34 \text{ m}^2 & N &= 660 \text{ PS}
 \end{aligned}$$

Es ergeben sich für Flug in Bodennähe bei $\rho = 0,125$ und $c_a = 0,133$ die Widerstands- und Leistungswerte der Zahlentafel II. Es bleibt für den Dickeneinfluß und sämtliche möglichen Störungen ein zusätzlicher Betrag von 35% des errechneten Widerstandes übrig. Oberflächenstörungen und Rauigkeit sind demnach bei diesem Weltrekordflugzeug weitgehend vermieden, zumal die nach Abb. 7 bestimmte zulässige Oberflächenkorngröße von höchstens $1/100 \text{ mm}$ durch besondere Lackierung wahrscheinlich eingehalten ist. Der aerodynamische Wirkungsgrad des Flugzeugs beträgt $\eta_a = 0,74$. Der reinen ebenen Oberflächenreibung würde eine Fluggeschwindigkeit von 418 km/h entsprechen. Die Genauigkeit dieses Grenzwertes steht und fällt natürlich mit der Treffsicherheit des für das Triebwerk vorausgesetzten Wirkungsgrades.

Zahlentafel II. Teilwiderstände und -Leistungen des Schnellpostflugzeugs Heinkel 70 bei Höchstgeschwindigkeit von 377 km/h in Bodennähe.

Widerstandsart	Berechneter Widerstand kg	$c_w = W/qF$	Motorleistung ($\eta_i = 0,7$) PS
induzierter . . .	24	0,0010	47
Profilwiderstand .	136	0,0054	273
Rumpfwiderstand	52	0,0021	103
Leitwerk	31	0,0012	62
Gesamt	243	0,0097	485
Wirklich	329	0,0130	660

Die Berechnung des Oberflächenreibungswiderstandes läßt sich nicht nur bei Schnellflugzeugen, sondern auch bei großen Luftschiffen durchführen. Die großen Ausmaße dieser Luftfahrzeuge ergeben mindestens die gleiche Kennzahl-Größenordnung, wie sie bei Flugzeugen durch große Geschwindigkeit bewirkt wird. Für das Luftschiff Zeppelin 127 [18] gelten die Werte:

$$\begin{aligned}
 l &= 235 \text{ m} & F_l &= 696 \text{ m}^2 \\
 d &= 30,5 \text{ m} & N &= 2750 \text{ PS} \\
 O_h &\approx 18570 \text{ m}^2 & v_{\max} &= 122 \text{ km/h}
 \end{aligned}$$

Der reine Reibungswiderstand berechnet sich für die Hülle (Index s_h) bei $R_h = 5,5 \cdot 10^6$ zu $W_h = 2290 \text{ kg}$; für das Leitwerk bei $t \approx 24 \text{ m}$ zu $W_l = 1160 \text{ kg}$. Dem so berechneten Gesamtwiderstand von 3450 kg steht der der Leistung der Motore ($\eta_i = 0,7$) entsprechende tatsächliche Widerstand von 4260 kg gegenüber. Der aerodynamische Wirkungsgrad beträgt also $\eta_a = 0,81$. Der höhere tatsächliche Widerstand würde durch eine nur $23/100 \text{ mm}$ betragende Oberflächenkorngröße erklärt sein, wenn vom Dickeneinfluß und dem etwa durch die Gondel verursachten zusätzlichen Widerstand abgesehen wird. Die zulässige Korngröße der Hülle liegt bei $5/100 \text{ mm}$.

7. Zusammenfassung.

Die bekannten Reibungswiderstandsgesetze glatter und rauher ebener Flächen werden angewendet zur näherungs-

weisen Bestimmung des geringstmöglichen Widerstandes aerodynamisch hochwertiger Schnellflugzeuge. Bei großen Kennzahlen gemessene Widerstände schlanker Körper liegen nur wenig oberhalb der durch die reine Reibung gegebenen Grenze $c_f = 0,455/(\log R)^{2,58}$. Der Widerstandsbeiwert spindelförmiger Körper und der von Profilen nimmt überkritisch mit der Kennzahl stetig weiter ab, wenn die Oberfläche genügend glatt ist. Rauhe Flächen folgen oberhalb bestimmter Kennzahlen dem quadratischen Widerstandsgesetz. Aus dem Prandtl-Schlichtingschen Widerstandsgesetz solcher Flächen wird die zulässige Korngröße aerodynamisch vollkommen glatter Flächen und die Abhängigkeit des Reibungswiderstandsbeiwertes von der Korngröße abgeleitet. Die zulässige Oberflächenkorngröße schneller Flugzeuge (300 km/h) liegt um $1/100$ mm.

Es ist für die Entwicklung schneller Flugzeuge unumgänglich, den Oberflächenreibungswiderstand und die Oberflächenglätte zu beachten. Die Erfolge der Heinkel 70 bestätigen das.

Eine Frage der Statistik ist es, praktisch erreichbare Gesamtwirkungsgrade $\eta_g = \eta_l \cdot \eta_a = N_{\text{gerechnet}}/N_{\text{wirklich}}$ kennenzulernen, mit deren Hilfe die Leistungsberechnung zu entwerfender Flugzeuge auf der Grundlage der hier behandelten ebenen Reibungsgesetze durchgeführt werden kann. Eine solche Berechnung berücksichtigt einwandfrei den Kennzahl-einfluß, ohne daß praktische Gegebenheiten vergessen werden. Für η_g sind z. Zt. Werte um 0,5 erreicht.

8. Schrifttum.

- [1] L. Prandtl, Turbulente Strömung in Rohren und längs Platten, *Ergebn. Aerodyn. Versuchsanst. Göttingen*, Lfg. 4 (1932), S. 18.
- [2] Th. v. Karman in *Hydromechanische Probleme des Schiffsantriebs*, Hamburg 1932, S. 50.
- [3] C. Wieselsberger, *Ergebn. Aerodyn. Versuchsanst. Göttingen*, Lfg. 1 (1921), S. 120 bzw. 127.
- [4] G. Kempf, *Werft Reed. Hafen*, Jg. 10 (1929), S. 234, 247.
- [5] H. Abbott, NACA-Rep. Nr. 394 (1931).
- [6] J. Stack, Scale turbulence variable density tunnel, NACA-Techn. Note Nr. 364 (1931).
- [7] Relf, Jones u. Bell, Airfoil sections compressed air tunnel, ARC-Rep. & Mem. Nr. 1627 (1934).
- [8] L. Prandtl, Reibungswiderstand, *Ergebn. Aerodyn. Versuchsanst. Göttingen*, Lfg. 3 (1926), S. 1.
- [9] *Ergebn. Aerodyn. Versuchsanst. Göttingen*, Lfg. 3 (1926), S. 87 bzw. 59.
- [10] Gebers, *Schiffbau*, Jg. 8 (1907).
- [11] Jacobs, Ward u. Pinkerton, Related airfoil sections VDT, NACA-Rep. Nr. 460 (1933).
- [12] H. B. Freeman, Model US. airship "Akron", NACA-Rep. Nr. 432 (1932).
- [13] Prandtl u. Schlichting, Widerstandsgesetz rauher Platten, *Werft Reed. Hafen*, Jg. 15 (1934), Nr. 1, S. 4.
- [14] Hocker, Airfoils surface roughness, NACA Techn. Note Nr. 457 (1933).
- [15] L. Hopf, Hydraulische Rauigkeit, *Z. angew. Math. Mech.* Bd. 3 (1923), S. 329.
- [16] Douglas DC-2, *Bull. Fokker, Amsterd.* Bd. 10 (1934), Nr. 1/4, S. 10.
- [17] Heinkel-Schnellpostflugzeug, *Z. Flugtechn. Motorluftsch.*, Jg. 24 (1933), S. 669.
- [18] LZ 127, *Schiffbau*, Jg. 29 (1928), Nr. 19.
- [19] M. Schrenk, Profilwiderstandsmessungen im Flug nach dem Impulsverfahren, *DVL-Jahrb.* 1929.

Augenblicklicher Entwicklungsstand der Frage des Flügelflatterns.

Von H. G. Küssner, Göttingen¹⁾.

Bericht 35/17 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt e. V., Berlin-Adlershof.

Mit der Steigerung der Geschwindigkeiten wird das Problem der durch den Flugwind angefachten Flügelschwingungen, des sogenannten Flügelflatterns, immer wichtiger.

In der vorliegenden Arbeit werden die bisher zur Erforschung des Flügelflatterns angewandten Methoden erörtert. Eine Reihe beobachteter Fälle von Flügelflattern wird untersucht. Die Zusammenhänge zwischen reduzierter Frequenz, Dämpfung und Amplitudenverhältnis werden unter vereinfachenden Annahmen analytisch behandelt und mit den Erfahrungstatsachen verglichen.

Gliederung.

- I. Erläuterung des Flügelflatterns.
- II. Entwicklung der Forschungsmethoden.
 1. Ansatz linearer Differentialgleichungen mit stationären Luftkräften.
 2. Berechnung der Wirbelablösung.
 3. Modellversuche.
 4. Statistische Untersuchung.
- III. Ergebnisse.
 1. Untersuchung beobachteter Fälle.
 - a) Abgestrebter Eindecker DP 9.
 - b) Abgestrebter Eindecker He 8 a.
 - c) Verspannter Doppeldecker L 78.
 - d) Unverspannter Doppeldecker He 60.
 - e) Verspannter Doppeldecker He 46 c.
 - f) Freitragender Doppeldecker KL 1 A.
 - g) Freitragender Eindecker Do 12.
 - h) Abgestrebter Eindecker L 102.
 - i) Freitragender Eindecker AC 12 E.
 - j) Freitragender Eindecker Do 12.
 - k) Freitragender Eindecker M 28.
 - l) Verspannter Doppeldecker S 24.
 - m) Verspannter Doppeldecker Ar 66 C.
 2. Schlußfolgerungen aus den beobachteten Fällen.
- IV. Ermittlung der Grenzbedingungen des Flatterns.
 1. Erklärung der benutzten Formelzeichen.
 2. Aerodynamische Schlagleistung.
 3. Dämpfung.
 4. Amplitudenverhältnis.
 5. Schwingungskriterium.
 6. Leistungskennbilder.
 7. Anwendung auf ein praktisches Beispiel.
- V. Verhütung des Flatterns.
- VI. Zusammenfassung.
- VII. Schrifttum.

I. Erläuterung des Flügelflatterns.

Die angefachten Flügelschwingungen an Flugzeugen sind Schwingungen, die allein durch den Flugwind erzeugt werden und mit den Erschütterungen durch Massenkkräfte des Triebwerks in der Regel nichts zu tun haben. Man bezeichnet sie daher am besten als Flattern (englisch flutter), da sie auf denselben Ursachen beruhen wie das Flattern einer Fahne.

Das Flattern beginnt bei der sog. kritischen Geschwindigkeit, die hauptsächlich von der Schwingungsfrequenz und der Flügeltiefe abhängt. Je niedriger die Schwingungsfrequenz und je geringer die Flügeltiefe ist, desto niedriger ist auch die kritische Geschwindigkeit. Die Schwingungsfrequenz eines Flügels hängt wieder von der Flügelsteifigkeit und der Flügelmasse ab.

Allgemein ist Flattern im Windstrom nur dann möglich, wenn eine Platte oder ein Teil von ihr sich um mindestens zwei Achsen drehen kann oder, was dasselbe bedeutet, wenn sie mindestens zwei Freiheitsgrade des Schwingens hat.

Eine Wetterfahne aus Blech, die sich nur um eine Achse drehen kann, flattert nicht. Sobald jedoch die Fahnenstange nicht starr ist, sondern seitlich schwingen kann, wobei sich die Fahne um eine unter ihr in Windrichtung liegende Achse dreht, ist Flattern möglich.

¹⁾ Die Arbeit wurde vom Verfasser während seiner Tätigkeit bei der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt durchgeführt. Sie ist am 28. 2. 1934 abgeschlossen, jedoch seither an einigen Stellen ergänzt und berichtigt worden. Die im Abschnitt III behandelten Schüttelversuche sind größtenteils von H. Hertel durchgeführt worden. Die Modelle des Musters He 60 sind von F. Michael konstruiert worden.

Ist die Fahne nicht aus Blech, sondern aus Stoff, so kann sie sich um unendlich viele Achsen drehen und flattert daher besonders leicht. Es würde jedoch auch genügen, eine Fahne aus zwei Blechtafeln herzustellen, die drehbar miteinander verbunden sind, um sie zum Flattern zu bringen. Die beiden Drehachsen sind dann die Fahnenachse und das Gelenk zwischen beiden Blechtafeln.

Ein ähnlicher Fall liegt vor, wenn an einer praktisch starren Seitenflosse F ein Ruder R angeschlossen ist, welches noch ein Hilfsruder H zur Erleichterung des Steuerns trägt, s. Abb. 1. Die beiden Drehachsen sind A_1 und A_2 . Bei derartigen Anordnungen ist in der Tat Flattern beobachtet worden [1].

Ungleich größere praktische Bedeutung hat der Fall des Flugzeugflügels mit angeschlossenem Querruder. Der Flugzeugflügel dreht sich beim Schwingen um irgendeine Knotenlinie, die z. B. mit der Flügelmittellinie oder der Strebenbolzenachse zusammenfallen kann. Das Querruder kann sich außerdem um die Ruderachse drehen.

Die ersten Fälle von Flügelflattern wurden daher beobachtet, als die in den Anfängen der Flugtechnik übliche Quersteuerung durch Verwindung der Flügelenden ersetzt wurde durch die Querrudersteuerung.

Bereits während des Krieges sind Fälle vorgekommen, bei denen die Querruder durch Flattern zu Bruch gingen und wegflogen. Auch bei fast allen später beobachteten und eingehend untersuchten Fällen hat sich das Querruder als der schuldige Teil erwiesen.

Es ist auch möglich, daß eine starre Platte flattert, wenn sie um zwei Achsen drehbar gelagert ist, wie oben erwähnt wurde. Wenn das Flügelende sich gleichzeitig biegt und dreht, kann es auch ohne Querruder flattern. Dieser Fall kommt allerdings viel seltener vor als der zuerst genannte.

Im folgenden werden die Ergebnisse der bisherigen Untersuchungen über Flügelflattern hauptsächlich ohne Benutzung mathematischer Ableitungen auseinandergesetzt. Nur im Abschnitt IV werden theoretische Zusammenhänge betrachtet.

II. Entwicklung der Forschungsmethoden.

Die Erforschung der Ursachen des Flügelflatterns hat eine Entwicklung angenommen, die dadurch gekennzeichnet ist, daß nacheinander mehrere verschiedene Methoden angewandt worden sind, um zu technisch brauchbaren Lösungen dieses ganz besonders verwickelten Problems zu gelangen.

1. Ansatz linearer Differentialgleichungen mit stationären Luftkräften.

Bei den ersten Untersuchungen des Flatterns nahm man stationäre Luftkräfte am schwingenden Flügel an, welche vom dynamischen Anstellwinkel abhängen. Als dynamischen Anstellwinkel bezeichnet man dabei den Winkel zwischen der Flügelsehne und der augenblicklichen Bewegungsrichtung des schwingenden Flügels. Einige Autoren berücksichtigten auch noch den Auftrieb infolge dynamischer Profilkrümmung. Man kann nämlich einen um eine Drehachse schwingenden Flügel, dessen Flügelsehne beim Fluge eine gekrümmte Hüllkurve beschreibt, ersetzen durch einen stetig fliegenden Flügel mit rhythmisch veränderlicher

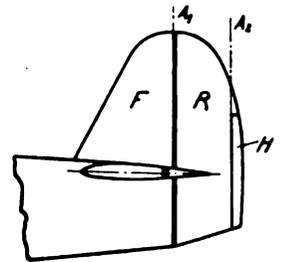


Abb. 1. Seitenleitwerk mit Hilfsruder.

Profilkrümmung. Dieser Ersatz ist sogar exakt richtig. Diese Annahmen genügen bereits, um an Hand eines Systems linearer Differentialgleichungen, deren Zahl von der Zahl der Freiheitsgrade abhängt, den Vorgang des Flatterns physikalisch verständlich zu machen. Flattern ist dann möglich, wenn ungedämpfte Schwingungen konstanter Amplitude, d. h. harmonische Schwingungen möglich sind. Als Kriterium hierfür benutzte man die Routhsche Diskriminante, aus der die kritische Geschwindigkeit berechnet werden kann.

Als erster hat H. Blasius im Auftrage der Inspektion der Fliegertruppen im Juni 1918 derartige Rechnungen angestellt [2]. Es handelte sich um das Flattern eines einholmigen, daher wenig drillsteifen Unterflügels des Doppeldeckers Alb D 3. Querruder waren am Unterflügel nicht vorhanden. Der Umstand, daß dieser Ausnahmefall zuerst behandelt wurde, brachte es mit sich, daß man anfangs die Bedeutung der Querruder für die Entstehung des Flatterns unterschätzte. Ähnliche Ansätze sind später von v. Baumhauer und Koning, Bairstow, Frazer und Duncan, Blenk und Liebers, Hesselbach gemacht worden [3—14] und auch auf schwingende Ruder ausgedehnt worden.

Bereits zur Berechnung der einfachen Massen-Feder-Schwingungen eines Flugzeugflügels im Stand sind zahlreiche vereinfachende Annahmen erforderlich. Als weitere Vereinfachungen kamen hinzu die Vernachlässigung des energieverbrauchenden instationären Wirbelsystems und die Annahme einer der Formänderungsgeschwindigkeit proportionalen Baustoffdämpfung. Die Treffsicherheit derartiger Berechnungen ist daher in der Regel gering. Nur in Beispielen, in denen die Annahmen auf einen konkreten Fall abgestimmt werden konnten, ist auch zahlenmäßige Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung erzielt worden.

Bei freitragenden Flügeln war Übereinstimmung eher erreichbar als bei abgestrebten. Man glaubte anfangs, daß freitragende Eindecker besonders zum Flattern neigen, was durch die späteren Erfahrungen jedoch widerlegt wird.

Als wichtiges Ergebnis wurde die Regel erhalten: Die Schwereachse der Flügel soll möglichst vor der elastischen Achse, der Schwerpunkt der Querruder möglichst in ihrer Drehachse liegen, um Flattern zu vermeiden.

2. Berechnung der Wirbelablösung.

Während in der ersten Entwicklungsstufe das Flügel-flattern als mechanisches Problem behandelt wurde, schenkte man nun der aerodynamischen Seite des Problems mehr Beachtung und suchte wenigstens für den Fall der ebenen Strömung die Entstehung des instationären Auftriebs am schwingenden Flügel und die damit verbundene Wirbelablösung zu klären.

Als erster hat Birnbaum das Problem des Schlagflügels behandelt [15, 16]. Er führte den wichtigen Begriff der reduzierten Frequenz ω ein, welche das π -fache des Verhältnisses Flügeltiefe zu Wellenlänge bedeutet. Bezeichnet n die minutliche Schwingungszahl des Flügels, t die Flügeltiefe in m und v die Fluggeschwindigkeit in km/h, so ist die reduzierte Frequenz

$$\omega = 0,06 \pi \cdot \frac{nt}{v} \dots \dots \dots (1)$$

Die Luftkräfte am schwingenden Flügel sind Funktionen dieses dimensionslosen Kennwertes. Ausgehend von dem durch Prandtl eingeführten Ersatz des Flügels durch ein System gebundener Wirbel und der Forderung zeitlicher Konstanz der Summe der gebundenen und freien Wirbel gelangt Birnbaum zu einem Ansatz, den er für kleine Werte der reduzierten Frequenz $\omega \leq 0,12$ lösen konnte. Weiter reichte die Konvergenz seiner Entwicklung nicht.

Da Flügel-flattern stets bei wesentlich höherer reduzierter Frequenz erfolgt, war dieses Ergebnis zur Klärung des vorliegenden Problems ungeeignet. Küssner fand die allgemeine Lösung des Birnbaumschen Ansatzes und erweiterte ihn für den Fall des mitschwingenden Ruders [17]. Da als

Kriterium für das Flügel-flattern stets die Entstehung harmonischer Schwingungen angesehen wird, lag es nahe, den Ansatz von vornherein für harmonische Schwingungen aufzustellen, wobei man den Vorteil hat, sich der abkürzenden komplexen Schreibweise bedienen zu können. Als Schwingungskriterium ergibt sich dann das Verschwinden der komplexen Nennerdeterminante, woraus zwei Gleichungen für die Berechnung der Schwingungsfrequenz und der kritischen Geschwindigkeit folgen. Hierdurch wird der lästige Umweg über die lineare Differentialgleichung und die Routhsche Diskriminante vermieden. Ein besonderer Vorteil des harmonischen Ansatzes ist es, daß man die Baustoffdämpfung einfach und physikalisch richtig als Phasenverschiebung der elastischen Kraft einführen kann. Diese Möglichkeit ist bei der linearen Differentialgleichung nicht vorhanden. Man ist dabei sogar zu einer physikalisch unrichtigen Annahme der Dämpfung gezwungen, um die Gleichung linear zu machen.

Auf dem angedeuteten Wege konnten zunächst einige Beispiele einer ebenen schwingenden Platte berechnet werden, um den Einfluß der Massenverteilung, Federung, Baustoffdämpfung systematisch zu klären. Aus diesen Beispielen ergab sich, daß bei den Freiheitsgraden Biegung und Flügeldrehung die kritische Geschwindigkeit hauptsächlich abhängt von

1. der Drillschwingungsfrequenz des Flügels,
2. der Rücklage des Flügelschwerpunkts,
3. der Baustoffdämpfung.

Die Baustoffdämpfung bewirkt es, daß Flattern überhaupt nur bis zu gewissen Höchstwerten der reduzierten Frequenz möglich ist. Bei Schwingungen mit höherer reduzierter Frequenz würde die aus dem Windstrom aufnehmbare Energie nicht mehr zur Deckung der Dämpfungsverluste reichen. Diese Regel gilt nicht nur für die hier untersuchten Freiheitsgrade Biegung und Flügeldrehung, sondern gilt allgemein, wie weiter unten gezeigt wird.

Der Einfluß der Baustoffdämpfung ist theoretisch um so größer, je größer das Verhältnis Biegesteifigkeit zu Drillsteifigkeit ist, welches ungefähr gleichlaufend mit dem Verhältnis Flügeltiefe zu Kragarmlänge ist. Da die Gesamtdämpfung nicht sicher bestimmbar ist, kann man überhaupt nur bei schlanken, freitragenden Flügeln eine einigermaßen befriedigende Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung erwarten.

Ähnliche Untersuchungen sind auch in England durchgeführt worden. Glauert berechnete die instationären Luftkräfte am schwingenden Flügel für die Freiheitsgrade Flügelflexion und Flügeldrehung [18]. Er ging dabei aus von dem durch H. Wagner eingeführten Begriff der Unstetigkeitsfläche. Seine Zahlenrechnung geht jedoch nur bis $\omega = 0,5$, langt also für die rechnerische Behandlung des Flatterns nicht aus, da hierbei höhere Werte der reduzierten Frequenz vorkommen.

Duncan und Collar dehnten die Berechnung noch auf einen mit anwachsender Amplitude schwingenden Flügel aus [19]. Neuerdings hat Theodorsen die Luftkräfte am schwingenden Flügel berechnet [19a].

8. Modellversuche.

Ein weiteres Mittel zur Erforschung des Flügel-flatterns sind Modellversuche. Will man aus diesen Modellversuchen Rückschlüsse auf die Wirklichkeit ziehen, so ist es erforderlich, das Modell dynamisch ähnlich zu bauen. Dynamische Ähnlichkeit ist um so schwerer zu erreichen, je kleiner der Modellmaßstab ist, also je kleiner das Modell ist. Da der zu wählende Modellmaßstab auch noch vom Strahldurchmesser des verfügbaren Windkanals abhängt, verzichtete man anfangs auf dynamische Ähnlichkeit und begnügte sich damit, einfache Flügelmodelle zu bauen, die an einer der Symmetrieebene des Flugzeugs darstellenden Wand im Windstrom befestigt wurden [9, 22, 23]. An diesen Modellen konnte man bereits den Einfluß der Schwerpunktlage, Dämpfung, Ruderunwichtigkeit untersuchen. Die bei diesen

Modellversuchen gemessenen Werte der reduzierten Frequenz sind aber wesentlich kleiner als die unten erwähnten Erfahrungswerte.

Die englischen Forscher haben seit 1925 zahlreiche konkrete Fälle von Flattern untersucht und Modellversuche durchgeführt, wobei sie ein großes Geschick in der Wahl der Annahmen erwiesen und Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung erzielen konnten [7—13]. Die Modellversuche dienten häufig dazu, um rückwärts aus ihnen die noch unbekanntenen Dämpfungskräfte zu berechnen. Als Ausgangspunkt diente stets ein System linearer Differentialgleichungen. Die Routhsche Diskriminante wurde in Determinantenform geschrieben, wobei einzelne Felder der Determinante leer blieben.

In der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt (DVL) wurde das Rechenverfahren [17] nachgeprüft durch Windkanalversuche mit freitragenden Modellflügeln, welche allerdings verhältnismäßig schwer waren und daher mit niedriger reduzierter Frequenz $\omega \leq 0,3$ schwingen [22]. Die beobachtete kritische Geschwindigkeit war bei 5 Modellflügeln 14÷24% höher als die berechnete, was vielleicht auf die Abweichungen von der ebenen Strömung und den Energieverbrauch der nicht berücksichtigten »Hufeisenwirbel« zurückzuführen ist.

Später wurden zwei dynamisch ähnliche Modelle des Musters He 60 gebaut. Der Modellmaßstab war 1:5,6, die Spannweite des Modells 2,4 m. Durch die Modellversuche sollte der weiter unten beschriebene Unfall geklärt und bauliche Maßnahmen zur Verhütung des Flatterns untersucht werden. Obwohl sich beim erstmaligen Bau dynamisch weitgehend ähnlicher Flugzeugmodelle eine Reihe unerwarteter Schwierigkeiten ergaben, konnte die gestellte Aufgabe gelöst werden. Als höchste reduzierte Frequenz bei den Versuchen wurde $\omega = 0,76$ erhalten, ein Wert, der dem beim Unfall wahrscheinlichen $\omega = 0,93$ nahekommt. Da eine vollkommene dynamische Ähnlichkeit nicht erzielbar ist und das Modell in der Regel mehr Dämpfung hat als die Großausführung, ist am Modell ohnehin ein kleinerer ω -Wert zu erwarten als an der Großausführung.

4. Statistische Untersuchung.

Die bisher beschriebenen Untersuchungsmethoden reichen wohl aus, um beobachtete Fälle von Flügelflattern zu klären und die Entstehungsursachen des Flatterns nachzuweisen, wobei die tatsächlich beobachtete kritische Geschwindigkeit stets einen Prüfstein für die bei der Rechnung zu treffenden Annahmen bildete. Es war jedoch nicht möglich, für ein neues Flugzeugmuster hiernach die zu erwartende kritische Geschwindigkeit mit halbwegs befriedigender Treffsicherheit zu berechnen, besonders wenn es sich um abgestrebte Flügel handelte. Die weitere analytische Behandlung des Flatterns scheiterte allein daran, daß es nicht möglich ist, mit erträglichem Rechenaufwand die rein elastischen Schwingungsformen eines Tragwerkes im Stand vorauszuberechnen, falls es sich nicht um ganz einfache Bauformen handelt, wie etwa einholmige freitragende Flügel. Es wurde daher zunächst die Aufstellung einer einfachen Dimensionierungsregel versucht, welche zum praktischen Gebrauch des Konstrukteurs dienen soll, um Flügelflattern mit dem Freiheitsgrad Flügeldrehung im praktischen Geschwindigkeitsbereich zu verhüten.

Da die Flügelmasse und ihre Schwerpunktrücklage konstruktiv wenig beeinflussbar ist und die Baustoffdämpfung ebenfalls als gegeben zu betrachten ist, bleibt als wichtigstes Mittel zur Erhöhung der kritischen Geschwindigkeit die Drillsteifigkeit. Eine Vorschrift über die Drillsteifigkeit von Flugzeugflügeln bestand bereits in den Bau- und Liefervorschriften für Heeresflugzeuge 1918. Der Drillwinkel des Flügelendes sollte im Sturzflug nicht mehr als 5° betragen. Später wurde in den Bauvorschriften 1926 dieser Winkel auf 3,5° vermindert. Hierbei war jedoch mehr an die statische Torsionsstabilität des Flügels als an Flügelschwingungen gedacht. Mit der zunehmenden Verwendung druckpunktfester Flügelprofile wurde die Vorschrift wertlos.

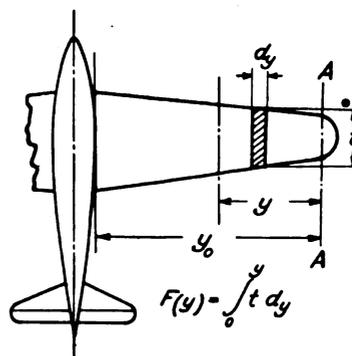


Abb. 2. Flügelgrundriß.

Für den Gebrauch des Konstrukteurs wurde im Jahre 1930 eine Faustformel für die Drillsteifigkeit angegeben, welche auf einigen berechneten Beispielen und Ähnlichkeitsbetrachtungen beruhte [17]*).

$$D(y) = M_d \frac{dy}{d\varphi} \geq k \rho_0 v_k^2 F(y)^2 \quad [\text{kgm}^2] \quad (2)$$

Darin wurde anfangs eingesetzt

$$k = 0,12 \div 0,24.$$

Später wurde auf Grund weiterer Rechenbeispiele in der Festigkeitsvorschrift 1034 $k = 0,5$ empfohlen. Bei dieser Annahme ist es bereits als sehr wahrscheinlich anzusehen, daß die wahre kritische Geschwindigkeit oberhalb der in der Formel erscheinenden Geschwindigkeit liegt. Daher konnte in der Formel die Sturzfluggeschwindigkeit v_c eingeführt werden.

Es ist bemerkenswert, daß diese Formel, die zunächst nur für die Freiheitsgrade Flügeldrehung und Biegung gedacht war, auch dann in einer Anzahl von Fällen sich als brauchbar erwiesen hat, wenn Querruderrotation hinzukommt, da die beobachteten Höchstwerte der reduzierten Frequenz bei dieser Schwingungsform in derselben Größenordnung liegen wie die für die Biegung und Flügeldrehung auf Grund von Berechnungen angenommenen.

In England hat Roxbee Cox die Formel (2) an 10 Flugzeugen nachgeprüft, bei denen Flattern im Fluge beobachtet worden war [20, 21].

Im äußersten Flügelquerschnitt $A-A$ Abb. 2 wurde ein Einzeldrillmoment M_d ausgeübt und der Drillwinkel φ gemessen. Daraus wird die Konstante

$$k' = \frac{M_d}{\rho_0 v_k^2 F(y)^2} \cdot \frac{y_0}{\varphi} \quad (3)$$

berechnet, deren Zahlenwerte in Zahlentafel 1 enthalten sind.

Zahlentafel I. Drillsteifigkeit und Flattern.

Muster	$F(y)$ m ²	t_m m	V_k km/h	k'	k
Gloster »Gamecock« . .	6,68	1,60	258	0,135	0,405
dgl. mit Abfangung . .	6,68	1,60	403	074	224
Gloster »Gorcock« Holz .	6,58	1,60	290	108	318
Gloster »Gorcock« Metall	6,58	1,60	217	257	771
Short »Satellite«	7,87	1,68	145	033	066
Gloster »Grebe«	6,54	1,60	258	116	348
Desoutter Mark II	6,97	1,55	225	295	590
Martinsyde F 4	6,08	1,68	323	098	294
DeHavilland »PussMoth«	8,80	1,83	314	129	258
Simmond »Spartan« . . .	5,02	1,37	274	072	216

Die Kennzeichnung der Drillsteifigkeit allein durch den Drillwinkel des Endquerschnittes ist ein recht summarisches Verfahren. Daher streuen auch die erhaltenen k -Werte beträchtlich. Nimmt man an, daß die Drillwinkelzunahme am Flügelende bei Eindeckern doppelt so groß ist wie der Mittelwert über den ganzen Flügel und bei Doppeldeckern dreimal so groß, so erhält man die in der letzten Spalte angegebenen, mit Formel (3) vergleichbaren k -Werte mit

* Erklärung der Formelzeichen s. Abschnitt IV, 1.

dem Mittelwerte $k = 0,35$. Nur zwei Werte liegen oberhalb des in Bauvorschrift 1034 angenommenen Höchstwertes 0,5. Es ist anzunehmen, daß es sich mindestens in diesen beiden Fällen um Flattern mit den Freiheitsgraden Flügelbiegung und Ruderdrehung handelt. Leider fehlen in dem englischen Bericht Angaben über Schwingungsformen und Flatterfrequenzen.

In ähnlicher Weise wurden auch noch Kennwerte für die Biegesteifigkeit berechnet. Es lohnt jedoch nicht, diese rohen Dimensionierungsregeln, die nur einen Notbehelf darstellen, näher zu untersuchen, weil im Abschnitt IV ein Verfahren angegeben wird, das eine bessere Abschätzung der kritischen Geschwindigkeit ermöglicht.

Die Steifigkeitsformeln sind ein behelfsmäßiger Ersatz für die mitunter recht schwierige rechnerische Ermittlung der rein elastischen Schwingungsfrequenz eines Tragwerks. Diese Schwierigkeit kann man überwinden, indem man das fertige Flugzeug einem Standschwingungsversuch (Schüttelversuch) unterzieht. Man hängt das Flugzeug zu diesem Zweck federnd auf, bringt unter dem Rumpf eine rotierende unwichtige Masse an, die man mit wechselnden Drehzahlen durch einen Elektromotor antreibt, und mißt in den Resonanzlagen die Schwingungsformen und Frequenzen.

Auch wenn die Ergebnisse eines derartigen Schüttelversuches vorliegen, ist es außerordentlich schwierig und zeitraubend, die kritische Geschwindigkeit des Flatterns mit den drei Freiheitsgraden Biegung, Flügeldrehung, Ruderdrehung analytisch zu berechnen. Weil in dieser Rechnung immer noch vereinfachende Annahmen von schwerwiegender Bedeutung vorhanden sind, insbesondere die Annahme ebener Strömung, darf man den möglichen Fehler nicht gering schätzen. Er liegt allerdings in der Regel nach der sicheren Seite, wie schon der oben erwähnte Vergleich mit Modellversuchen zeigte, da eine zusätzliche, in der Rechnung nicht berücksichtigte Dämpfung die kritische Geschwindigkeit auf jeden Fall erhöht. Bei einer derartigen, mit größter Sorgfalt durchgeführten Berechnung des abgestrehten Eindeckers He 9a wurde als reduzierte Frequenz $\omega = 1,13$ erhalten, wobei die Fehlergrenze auf -20% zu schätzen ist. Die Hauptarbeit steckt bei derartigen Berechnungen in der physikalisch richtigen Gewinnung der Glieder der komplexen Determinanten, nicht etwa in der Lösung der Determinanten.

Eine wesentlich höhere Rechnungsgenauigkeit würde sich auch bei weiterer Verfeinerung der Rechnung voraussichtlich nicht erzielen lassen, da das Einsetzen des Flatterns auch im Windkanalversuch nicht immer bei derselben Geschwindigkeit erfolgt. Die Turbulenz des Luftstroms, der Anstellwinkel des Flügels und zufällige geringe Unterschiede in der Reibung der Ruderlager sind von Einfluß. Erfahrungsgemäß ist im Fluge das Flattern oft bei böigem Wetter entstanden, was darauf schließen läßt, daß Böenstöße die anfänglich noch zu großen Dämpfungskräfte überwunden haben.

Ist das Flattern erst einmal auf diese oder andere Weise entstanden, so hält es oft an, bis der Führer die Fluggeschwindigkeit auf $\frac{2}{3}$ des anfänglichen Wertes oder noch weniger vermindert hat. Mögliche Ursachen hiervon sind Bruch der Querrudersteuerungsseile, der mit wachsender Amplitude sinkende Anteil der Lagerreibungsdämpfung an der Gesamtdämpfung und schließlich der Einfluß der Anstellwinkeländerung.

Noch eine andere Tatsache verdient in diesem Zusammenhang erwähnt zu werden. Bei sehr geringen Schwingungsamplituden gelten die Gesetze der Potentialströmung nicht mehr, da dann die Zähigkeit der Luft nicht mehr vernachlässigbar ist. Infolgedessen sind die Luftkräfte bei sehr geringer Amplitude kleiner als sie gemäß der Potentialtheorie sein müßten, und geben daher auch nicht zum Flattern Anlaß. Dieser Effekt ist von Birnbaum (Schrifttum 15, S. 292) beobachtet worden. Es handelt sich offenbar um einen Grenzschichteffekt. Der Flügel schlottert sozusagen in seiner Grenzschicht hin und her, ohne Widerstand zu finden. Wenn ein Flügel erschütterungsfrei und mit gleich-

förmiger Geschwindigkeit durch ruhige Luft flöge, könnte er seine kritische Geschwindigkeit beliebig weit überschreiten ohne ins Flattern zu kommen. Erst ein Anstoß von gewisser Mindestgröße, etwa ein Böenstoß, könnte ihn ins Flattern bringen, das dann aber auch mit größter Heftigkeit einsetzen würde. Bemerkenswert ist in diesem Zusammenhange auch der Umstand, daß in vielen Fällen Flattern während des Abfangens oder kurz nach dem Abfangen aus einem steilen Gleitfluge beobachtet worden ist, und zwar besonders bei böartigen Fällen. Beim normalen, weichen Abfangen aus hoher Fluggeschwindigkeit sind nur geringe Anstellwinkeländerungen möglich. Es ist unwahrscheinlich, daß der Quotient $d c_a/d\alpha$, der von Einfluß auf die Luftkräfte ist, in einem so kleinen Winkelbereich sich nennenswert ändert. Man kann daher vermuten, daß die Grenzschichtstörung beim Übergang vom Gleitflug in die Abfangkurve oder beim Übergang von der Abfangkurve in den Waagerechflug die auslösende Ursache des Flatterns in diesen Fällen gewesen ist.

Faßt man diese Erfahrungstatsachen zusammen und berücksichtigt besonders den großen Zeitaufwand der Berechnung, der durch die geringe erreichbare Rechnungsgenauigkeit nicht gerechtfertigt wird, so kommt man zu dem Schluß, daß die analytische Methode zwar geeignet ist, die Zusammenhänge grundsätzlich zu klären, daß sie aber für die Vorausberechnung der kritischen Geschwindigkeit eines neuen Flugzeugmusters wenig geeignet ist.

Wenn ein beliebiger physikalischer Vorgang nicht mehr analytisch behandelbar ist, weil er Variable enthält, die sich der Beobachtung und zahlenmäßigen Erfassung entziehen, kann man ihn nur noch statistisch durch eine große Zahl von Beobachtungen klären. Diese statistische Methode, die bei der Aufstellung der Steifigkeitsformel (2) angewendet ist, kann jetzt in einer umfassenderen Weise auf das Problem des Flügelflatterns angewandt werden, da im Laufe der letzten Jahre eine Reihe von Fällen, in denen Flattern vorgekommen ist, genauer untersucht worden ist. Die Zahl dieser Fälle ist zwar zur Zeit noch keine große Zahl im Sinne der Großzahlforschung. Im Laufe der Jahre wird sich jedoch das Bild, das man sich schon heute daraus machen kann, durch neu hinzukommende Fälle runden.

Als wichtigster Kennwert des Flügelflatterns ist bei der analytischen Behandlung die reduzierte Frequenz eingeführt worden. Es wurde daher versucht, die reduzierte Frequenz bei den beobachteten Fällen von Flügelflattern zu bestimmen.

Man kann »gutartige« und »böartige« Fälle unterscheiden. Bei den gutartigen Fällen erfolgt das Flattern mit kleinen Amplituden, die genügend weit unter der Bruchfestigkeit des Flügels liegen. Das Flattern hört in der Regel bei einer Geschwindigkeit auf, die nur wenig unterhalb der Einsetzgeschwindigkeit liegt, so daß man das Flattern durch Ziehen in kürzester Zeit beseitigen kann. Diese gutartigen Fälle, die allerdings in der Minderzahl sind, sind mit verhältnismäßig geringem Risiko reproduzierbar und eignen sich daher zur Untersuchung des Flatterns im Fluge. Weiter unten wird eine derartige Untersuchung am Muster He 46c beschrieben. Durch Messung der Fluggeschwindigkeit, Frequenz und Schwingungsform im Fluge ist die reduzierte Frequenz und das Amplitudenverhältnis der einzelnen Freiheitsgrade einwandfrei bestimmbar.

Schwieriger ist diese Bestimmung bei den böartigen Fällen. Dabei ist das Flattern durch die oben genannten Ursachen sozusagen gehemmt und setzt erst oberhalb der theoretischen kritischen Geschwindigkeit ein, dann aber mit solcher Heftigkeit, daß in der Regel Bruch der Flügel oder der Querruder erfolgt. Falls das Flugzeug noch landen kann, wird es nach dem Unfall ausgebessert und dann einem Schüttelversuch unterzogen. Von den beobachteten Schwingungsformen wird die als gefährlich angesehen, bei der bei niederster Frequenz Drehschwingungen der Flügel oder der Querruder auftreten, weil außer der Flügelbiegung einer dieser beiden Freiheitsgrade zur Anfachung notwendig ist. Damit ist allerdings nicht gesagt, daß beim Flattern diese Schwingungsform mit der beim Schüttelversuch beob-

achteten Frequenz auftreten muß, da die beim Flattern hinzukommenden Luftkräfte die Schwingungsform und Frequenz etwas verschieben können. Insbesondere ist stets eine Verschiebung des Phasenwinkels zwischen Biege- und Drehbewegung zu erwarten, da nur dann die Leistung zur Anfängerung des Flatterns dem Windstrom entnommen werden kann. Der Schüttelversuch gibt jedoch einen gewissen Anhalt, der um so sicherer ist, je schärfer ausgeprägt die Resonanzlage im Schüttelversuch ist, d. h. je geringer die Dämpfung ist (s. a. Abschnitt IV, 4).

Falls das Flugzeug beim Unfall zerstört wird, wird man ein anderes Flugzeug des gleichen Modells dem Schüttelversuch unterziehen. Die Fluggeschwindigkeit während des Unfalls kann aus begrifflichen Gründen selten genauer angegeben werden. Bei schweren Unfällen ist man auf die Schätzung von Augenzeugen am Boden angewiesen.

Die Fehlerquellen bei der Bestimmung der reduzierten Frequenz sind bei den böartigen Fällen also beträchtlich groß. Es ist auch noch festzulegen, ob man bei der Berechnung der reduzierten Frequenz die Geschwindigkeit einsetzen soll, bei der das Flattern angefangen hat, oder die, bei der es aufgehört hat. Da der Beginn des Flatterns für den Flugbetrieb maßgebend ist, wird stets die Anfangsgeschwindigkeit eingesetzt. Auf diese Weise sind die im nächsten Abschnitt näher begründeten Erfahrungswerte der reduzierten Frequenz gewonnen. Sie liegen, von den möglichen Fehlerquellen abgesehen, im Bereich $\omega = 0,58 \div 1,14$. Es ist daher bereits als unwahrscheinlich anzusehen, daß bei einem neuen Muster die reduzierte Frequenz etwa den Wert $\omega_h = 1,14$ überschreitet.

Macht man mit dem Muster einen Schüttelversuch und beobachtet dabei die gefährliche Schwingungsform mit der Frequenz n , so kann man an Hand des angenommenen Höchstwertes ω_h der reduzierten Frequenz die ungünstigstenfalls zu erwartende kritische Geschwindigkeit roh abschätzen. Bezeichnet t_m die mittlere Flügeltiefe des äußeren schwingenden Flügelteils, so ist die ungünstigstenfalls zu erwartende kritische Geschwindigkeit

$$v_k = 0,06 \pi \cdot \frac{n t_m}{\omega_h} \text{ km/h} \dots \dots \dots (4)$$

Eine solche statistische Abschätzung hat selbstverständlich nur dann einen Sinn, wenn das betreffende Muster sich von der Menge von Flugzeugen, an welchen Flattern im angegebenen Bereich der reduzierten Frequenz beobachtet worden ist, nicht besonders dadurch unterscheidet, daß bei ihm Maßnahmen zur Verhütung des Flatterns mit Erfolg getroffen sind. Zu Beginn dieser Untersuchungen des Flatterns war die Wahrscheinlichkeit, ein derartiges Muster anzutreffen, sehr gering. Im Laufe der Entwicklung wird jedoch die Zahl der Muster, bei denen solche Maßnahmen wenigstens mit dem Teilerfolg einer Erniedrigung der reduzierten Frequenz durchgeführt sind, immer größer. Die rohe statistische Abschätzung kann daher in solchen Fällen durch das im Abschnitt IV angegebene verfeinerte Verfahren der Abschätzung ersetzt werden, welches den Erfolg von Verhütungsmaßnahmen zu erfassen gestattet.

Bei ausgewuchteten Querrudern oder Flügeln ohne Ruder liegt die ungünstigstenfalls zu erwartende kritische Geschwindigkeit höher, die reduzierte Frequenz also niedriger als der oben angegebene Höchstwert. Erfahrungswerte liegen hierüber noch kaum vor, da bei allen weiter unten beschriebenen Fällen von Flattern die Querruder Anteil an der Anfängerung hatten oder man zum mindesten nicht sagen kann, ob in dem einen oder anderen Falle auch dann Flattern entstanden wäre, wenn die Ruder mit den Flügeln starr verbunden gewesen wären. Es ist allerdings ein Fall von Flattern ohne Ruder einwandfrei beobachtet worden und hat den Anlaß dazu gegeben, daß das Flattern ohne Ruder zuerst untersucht worden ist (s. Abschnitt II, 1).

Es ist zu erwarten, daß bei weiterer Steigerung der Fluggeschwindigkeit auch der Bereich des Flatterns ohne Ruder häufiger erreicht wird. Man wird daher bei der Abschätzung der kritischen Geschwindigkeit aus den Ergeb-

nissen des Schüttelversuchs auch diese Schwingungsmöglichkeit weiter beachten müssen.

III. Ergebnisse.

1. Untersuchung beobachteter Fälle.

a) Abgestrebter Eindecker DP 9 [4, 24].

Die Abstrebing greift nahe am Rumpf an, so daß lange Kragenden entstehen. Das Flugzeugmuster hatte im Frühjahr und Herbst 1925 in zwei Fällen böartiges Flattern, das beim Abfangen aus dem steilen Gleitflug bei etwa 180 km/h begann. In einem Falle führte es zu völligem Flügelbruch, im andern Falle zum Bruch der Rippen des Kragendes und der Querruderseile. Bei böigem Wetter fing das Flattern bereits bei 135 km/h in geringem Maße an.

Der Flügel wurde in einem starren Versuchsgerüst gelagert und hatte darin die Biegeschwingungsfrequenz 548/min und die Drehungsfrequenz 494/min. Als Frequenz der freien Schwingung kann $n = 520$ /min angenommen werden. Die Flügeltiefe beträgt 1,5 m, die Rudertiefe 0,32 m. Der Ruderschwerpunkt lag 126 mm hinter der Ruderachse. Als reduzierte Frequenz erhält man

$$\omega = 0,1885 \frac{520 \cdot 1,5}{180} = 0,82.$$

b) Abgestrebter Eindecker He 8a.

Das Flugzeug stürzte im Herbst 1928 anlässlich einer Kunstflugvorführung mit Flügelbruch ab. Aus den Augenzeugenberichten ist mit einiger Wahrscheinlichkeit zu entnehmen, daß gefährliches Flattern die Ursache war. Die Fluggeschwindigkeit wird auf 350 km/h geschätzt. Ein Flugzeug des gleichen Modells wurde einem Schüttelversuch unterzogen. Die gefährliche Schwingungsform liegt wahrscheinlich bei 540/min und hat eine Knotenlinie, welche vom hinteren Strebenanschlus nach der Stelle verläuft, in welcher die Vorderkante in den Randbogen des Flügelendes übergeht (s. Abb. 3).

Die Flügeltiefe beträgt 3,0 m, die Querrudertiefe 0,3 m, die Rücklage des Ruderschwerpunktes hinter der Achse 50 mm.

Als reduzierte Frequenz erhält man

$$\omega = 0,1885 \frac{540 \cdot 3,0}{350} = 0,87.$$

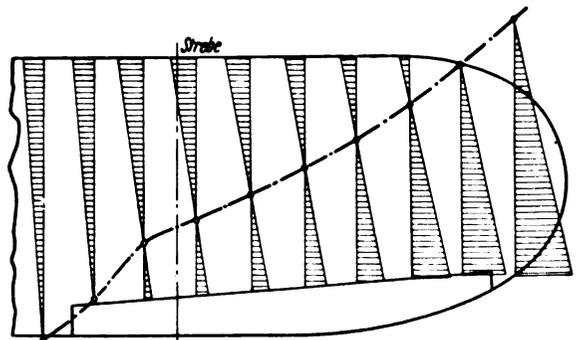


Abb. 3. Gefährliche Schwingungsform des Modells He 8 bei 550/min. Maßstab des Flugelgrundrisses 1:80.

c) Verspannter Doppeldecker L 78.

Das Muster L 78 ist in größerer Stückzahl gebaut worden und im Betriebe häufig bis 350 km/h ausgeflogen worden. Nur einmal im Mai 1930 ist gutartiges Flattern beobachtet worden bei einer Geschwindigkeit von etwa 210 km/h. Zuerst schwang die Verbindungsstange der Querruder im Unter- und Oberflügel mit großer Amplitude, dann begannen die Tragflächen zu flattern, so daß der Führer den Steuerknüppel nicht mehr halten konnte.

Bei Verminderung der Geschwindigkeit klangen die Schwingungen rasch ab. Die gefährliche Schwingungsform liegt bei 860/min. Der Unterflügel führt Biegeschwingungen aus, wobei die Knotenlinie in der Nähe der Stielanschlüsse liegt.

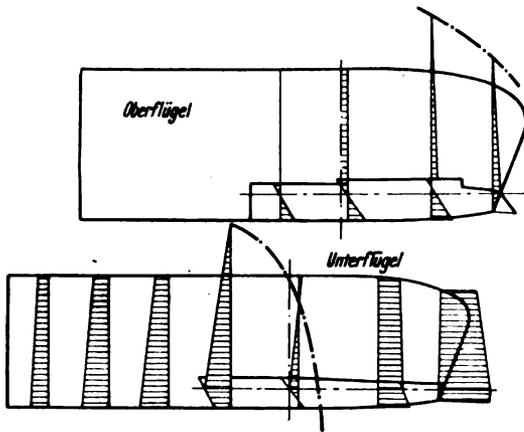


Abb. 4. Gefährliche Schwingungsform des Modells L 78 bei 860/min. Maßstab der Flügelgrundrisse 1:80.

Die Querruder-Verbindungsstange hat starke seitliche Ausschläge, durch die das Oberflügel-Querruder in Dreh-schwingungen gerät (s. Abb. 4).

Die mittlere Flügeltiefe des Unterflügel-Kragendes beträgt 1,36 m; die Querrudertiefe von der Drehachse bis zur Hinterkante ist 115 mm; die Rücklage des Ruderschwerpunktes hinter der Drehachse ist 23 mm. Als reduzierte Frequenz erhält man

$$\omega = 0,1885 \frac{860 \cdot 1,36}{210} = 1,05.$$

d) Unverspannter Doppeldecker He 60.

Das Muster He 60 zeigt einen wenig gebräuchlichen statischen Aufbau. Der Unterflügel ist gegen die Schwimmer abgestrebt, doch greifen die beiden Streben jeder Seite nur am Vorderholm an. Eine Verspannung zwischen den Flügeln ist nicht vorhanden. Während früher bei ähnlichen Mustern als Baustoff für die Holme Holz verwendet worden ist, ging man beim Muster He 60 zu Stahl über, wobei bei gleicher Holmhöhe die gleiche Festigkeit vorgesehen wurde. Da das Verhältnis Elastizitätsmodul zu Bruchfestigkeit bei Stahl wesentlich kleiner ist als bei Holz, ergaben sich besonders niedrige Eigenfrequenzen des Flügels. Dazu kam noch, daß das Querrudersystem mit 75 cm · kg unwuchtig war. Es wurden daher von vornherein Bedenken geäußert, daß bereits unterhalb der vorgeschriebenen C-Fall-Geschwindigkeit von 365 km/h Flattern entstehen könnte.

Beim Versuch, die C-Fall-Geschwindigkeit zu erreichen, stürzte das Flugzeug im Dezember 1931 mit Oberflügelbruch ab, wobei als Ursache nach dem Bericht von Augen-

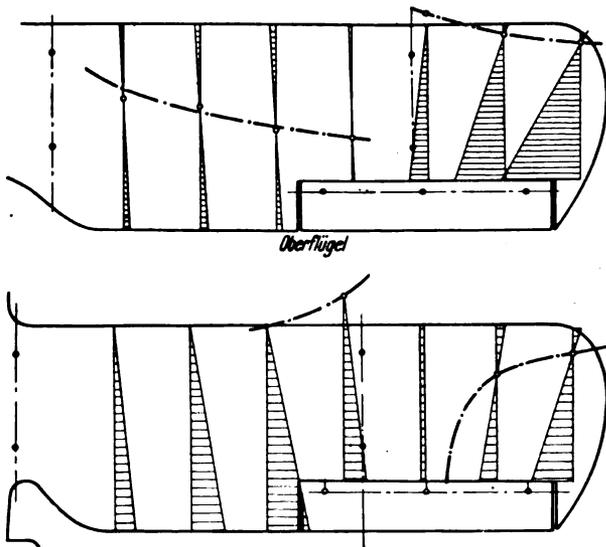


Abb. 5. Gefährliche Schwingungsform des Modells He 60 bei 780/min. Maßstab der Flügelgrundrisse 1:80.

zeugen gefährliches Flattern anzunehmen ist. Die Geschwindigkeit wurde auf 350 km/h geschätzt.

Die gefährliche Schwingungsform liegt bei 780/min. Die Knotenlinie des Oberflügels verläuft im Kragende nahe der Vorderkante fast parallel zu ihr, im Innenfeld ungefähr in Flügelmitte parallel zur Flügelachse, s. Abb. 5. Die Flügeltiefe ist 2,2 m, die Querrudertiefe 0,41 m.

Als reduzierte Frequenz erhält man

$$\omega = 0,1885 \frac{780 \cdot 2,2}{350} = 0,93.$$

e) Verspannter Doppeldecker He 46c.

Das Muster He 46c ist ein verspannter Doppeldecker mit kleinem Unterflügel. Es wurde aus einem Hochdecker entwickelt. Nach längerer Betriebsdauer zeigte sich im August 1932 bei 260 km/h Geschwindigkeit gutartiges Flattern, das bei Verminderung der Geschwindigkeit sofort zurückging. Es wurde daher beschlossen, an diesem Flugzeug unter geeigneten Vorsichtsmaßregeln Schwingungs-aufnahmen im Fluge zu machen. Als maßgebend für die Anfachung erwies sich die Biegeschwingung des Unterflügels, verbunden mit Drehung des unwuchtigen Querrudersystems, dessen Schwerpunkt-Rücklage 52 mm betrug. Die Querrudertiefe ist am Unterflügel 335 mm, am Oberflügel 500 mm. Die Flügeltiefe des Unterflügels ist 1,4 m, des Oberflügels 2,0 m.

Der Schüttelversuch ergab bei 520 ÷ 755/min eine Reihe von antisymmetrischen Schwingungsformen der ganzen Zelle um die Hoch-, Quer- und Längsachse mit teilweise starken Eigenschwingungen der Querruder (Steuerungsbetätigung durch auf Drillung beanspruchte Rohre). Es ist bemerkenswert, daß diese Schwingungsformen nicht zum Flattern führen. Das kann begründet sein durch geringe Massenkopplung mit der Querruderschwingung infolge geringer Amplitude der Querruderachse und nahe der Flügelhinterkante liegender Knotenlinie. Möglicherweise ist auch die Dämpfung der antisymmetrischen Schwingungen der ganzen Zelle stärker. Im Bereich 815 ÷ 895/min liegen die ersten symmetrischen Eigenbiegeschwingungen der Flügel. Die Knotenlinie des Unterflügels liegt $\frac{1}{2}$ Flügeltiefe und mehr vor der Flügelvorderkante (s. Abb. 6). Die Resonanzlagen sind wenig ausgeprägt.

In diesem Bereich liegen jedoch die mit dem Optograph gemessenen Flatterfrequenzen. Das Flattern begann bei der Frequenz 830 ÷ 860/min, die sich bei zunehmender Geschwindigkeit und Amplitude auf 810/min senkte.

Einen besonderen Anteil an der Anfachung hatte wahrscheinlich auch die Anordnung der Querruder-Verbindungsstange, die etwa 25° gegen die Stielebene geneigt war. Dadurch wurde bei Oberflügelbiegung Drehung des Unterflügel-Querruders bewirkt.

Die Flugmessungen wurden in verschiedenen Höhen von 4000 ÷ 600 m vorgenommen, um den Einfluß der Luft-

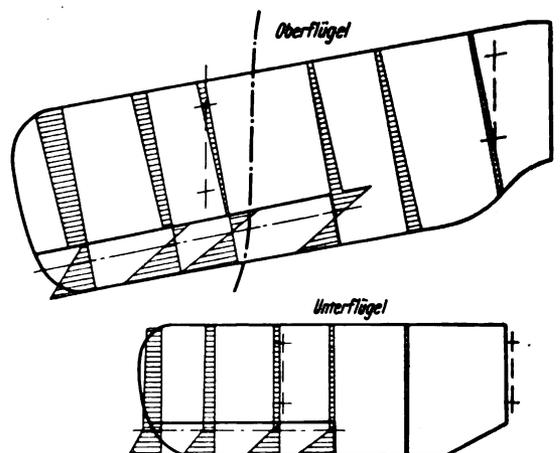


Abb. 6. Gefährliche Schwingungsform des Modells He 46c bei 815/min. Maßstab der Flügelgrundrisse 1:80.

dichte festzustellen. Das Flattern begann bei 260 : 275 km/h Geschwindigkeit. Als reduzierte Frequenz des Unterflügels wurde erhalten

$$\omega = 0,87 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{0,2} \dots \dots \dots (5)$$

Der Einfluß der Luftdichte ρ ist also verhältnismäßig gering.

f) Freitragender Doppeldecker KL1A
»Schwalbe«.

Das Muster KL 1A ist ein freitragender Doppeldecker. Es ist seit 1927 in mehreren Stücken gebaut worden und hatte bereits eine große Betriebsdauer erreicht, als sich im Frühjahr 1932 bei mehreren Stücken unterhalb der größten Waagrechtgeschwindigkeit Flattern zeigte, das in einzelnen Fällen nicht mehr als gutartig bezeichnet werden konnte, da es zum Bruch der Querruder führte. Ein Flugzeug dieses Baumusters wurde daher einem Schüttelversuch unterzogen.

Die gefährliche Schwingungsform liegt bei 675/min. Es ist die symmetrische Biegegrundschwingung beider Flügel (s. Abb. 7). Die Knotenlinie liegt weit vor der Flügelvorderkante. Die Querruder schwingen gegenläufig. Sie haben 240 mm Tiefe; ihr Schwerpunkt liegt 103 mm hinter der Ruderachse. Dadurch ergibt sich eine starke Massenkopplung der Ruderschwingung mit der Flügelbiegeschwingung. Die mittlere Flügeltiefe der äußeren stark schwingenden Flügelenden ist 1,3 m. Die Versuche wurden zwecks Teilnahme des Flugzeugs an einem Flugtag vorübergehend unterbrochen. Auf diesem Flugtag im Juli 1932 wurden Kunstflüge mit Geschwindigkeiten bis 200 km/h vorgeführt, ohne daß Flattern entstand. Als der Führer zur Landung ansetzte, begann plötzlich bei 145 km/h Geschwindigkeit starkes Flattern, das zum Bruch der Querruder und Beschädigungen der Sperrholzbeplankung führte. Das Flattern hielt bis 100 km/h Geschwindigkeit an. Dieser Fall zeigt besonders deutlich, wie »unberechenbar« das Flattern ist.

Als reduzierte Frequenz des Beginns des Flatterns erhält man

$$\omega = 0,1885 \frac{675 \cdot 1,3}{145} = 1,14.$$

Am Ende hat man den hohen Wert $\omega_s = 1,65$.

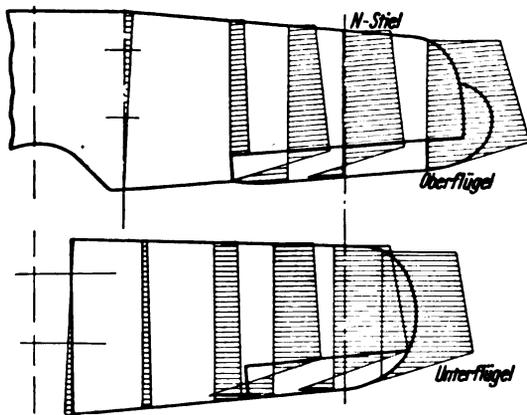


Abb. 7. Gefährliche Schwingungsform des Musters KL 1 A bei 675/min. Maßstab der Flügelgrundrisse 3:200.

g) Freitragender Eindecker Do 10.

Das Baumuster Do 10 ist ein Hochdecker in Ganzmetallbauweise. Der dreiholmige Flügel ist durch kurze Streben abgefangen. Die Kragarmlänge beträgt 72% der halben Spannweite. Die Vorderkante des Flügels ist annähernd eine Halbellipse, die Hinterkante ist gerade. Das Flugzeug hatte am 7. 9. 1932 bei etwa 450 km/h Geschwindigkeit gefährliches Flattern, wobei beide Flügelenden in der Länge einer Flügeltiefe wegbrachen. Der Führer bemerkte beim Abfangen aus einem Sturzfluge von 2500 m auf 1500 m Schwingungserscheinungen im Querruder, die sich auf die Flächenenden übertrugen und in etwa 3 s zum Bruch der

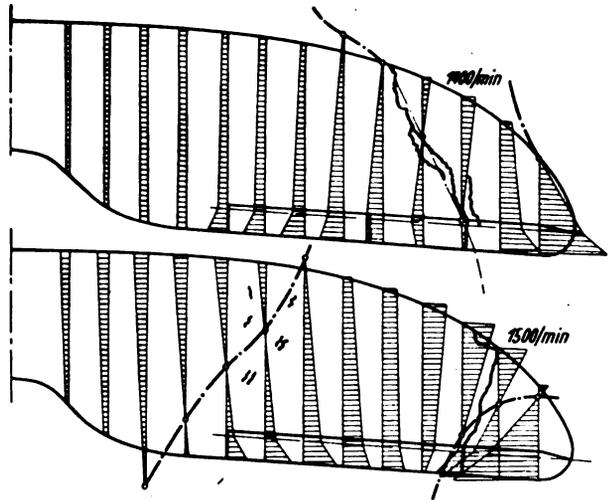


Abb. 8. Gefährliche Schwingungsformen des Musters Do 10. Maßstab des Flügelgrundrisses 1:100.

~~~~~ Bruchlinien des Backbord- und Steuerbordflügels.  
— — — — — Bruch oder Reckung von Spanndrähten.

Flügelspitzen und Querruder führten. Das Flugzeug konnte glatt gelandet werden und wurde nach Ausbesserung einem Schüttelversuch unterzogen.

Der Flügel zeigt in dem Frequenzgebiet von 500 ÷ 1250/min eine Reihe von Schwingungsformen, bei denen die Knotenlinie allmählich vom Vorderholm nach dem Hinterholm wandert. Obwohl das 355 mm tiefe Querruder einen 41 mm hinter der Drehachse liegenden Schwerpunkt hat, führen diese Schwingungsformen nicht zum Flattern, weil die Querrudersteuerung sehr steif ist (Stoßstangen) und daher bei diesen Frequenzen noch keine großen Drehamplituden der Ruder entstehen. Die gefährliche Schwingungsform liegt bei 1400 ÷ 1500/min. Bei 1400/min stimmt die Knotenlinie genau mit der Hauptbruchlinie der Flügelenden überein, welche von der Vorderkante 30° gegen die Flugrichtung geneigt nach hinten außen verläuft. Bei 1500/min stimmt die äußere, viertelkreisförmig um die Flügelspitze führende Knotenlinie mit der Nebenbruchlinie teilweise überein. Die innere Knotenlinie verläuft von dem Schnittpunkt Hinterkante—Stielebene unter 30° schräg nach außen und geht mitten durch ein Gebiet, in dem die Innenverspannung gebrochen ist (s. Abb. 8).

Wenn man nicht die Bruchlinien in diesem Falle als Anhalt hätte, wäre die Entscheidung darüber, welches die gefährliche Schwingungsform ist, allein nach dem Schüttelversuch schwierig. Im nächsten Abschnitt sind noch einige Gesichtspunkte enthalten, welche diese Entscheidung erleichtern sollen.

Ferner kommt noch die Fehlerquelle bei der Abschätzung der mittleren Flügeltiefe des am stärksten schwingenden Flügelteils in Betracht, da der Flügelumriß nach außen stark verjüngt ist. Nimmt man als mittlere Flügeltiefe des abgebrochenen Flügelendes 1,6 m an und als Flatterfrequenz 1450/min, so erhält man die reduzierte Frequenz

$$\omega = 0,1885 \frac{1450 \cdot 1,6}{450} = 0,97.$$

h) Abgestrebter Eindecker L 102.

Das Flugzeug ist ein abgestrebter Hochdecker. Die Tragflügel aus Duralumin mit Stoffbespannung sind zweiholmig. Die Querruder sind zweiteilig. Ihre Tiefe von der Drehachse bis zur Hinterkante ist 300 mm, ihre Schwerpunkttrücklage 35 mm. Bei dieser Schwerpunkttrücklage begann bei 290 km/h böses Flattern, das erst bei 120 km/h aufhörte. In beiden Flügelenden am äußersten Querruderlager waren die Niete des Torsionsverbandes durchgescheert. Das erklärt vielleicht den außerordentlich großen Geschwindigkeitsbereich des Flatterns. Bei vollkommenem Massenausgleich war vorher 340 km/h Ge-

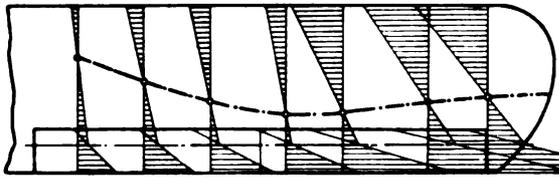


Abb. 9. Gefährliche Schwingungsform des Musters L 102 bei 835/min. Maßstab des Flügelgrundrisses 1:80.

geschwindigkeit erreicht worden, ohne daß Flattern entstanden war.

Das Flugzeug wurde einem Schüttelversuch unterzogen. Bei 500 und 580/min erfolgten antisymmetrische und symmetrische Biegegrundschwingungen des Flügels. Bei 730/min liegt die Eigendrehschwingung der Querruder. Als gefährliche Schwingungsform ist die Flügeldrehschwingung bei 835/min anzusehen. Die Knotenlinie verläuft über die ganze Spannweite zwischen Vorder- und Hinterholm. Das Querruder hat große Amplituden (s. Abb. 9).

Bei der Flügeltiefe 1,56 m erhält man als reduzierte Frequenz des Beginns des Flatterns

$$\omega = 0,1885 \frac{835 \cdot 1,56}{290} = 0,85,$$

während bei Beendigung der außergewöhnlich hohe Wert  $\omega_s = 2,05$  erreicht wird. Vielleicht war durch Bruch des Torsionsverbandes die Flatterfrequenz bereits gesunken.

#### i) Freitragender Eindecker AC 12 E.

Das Baumuster AC 12 E ist ein freitragender Hochdecker mit Trapezflügeln aus Holz.

Das Flugzeug hatte während des Europarundfluges 1932 mehrmals bei 220 km/h gutartiges Flattern, und zwar nur bei schlechtem, böigem Wetter. Bei besserem Wetter wurden 270 km/h ohne Flattern erreicht.

Die mittlere Tiefe des äußeren schwingenden Flügelendes beträgt 1,4 m, die Querrudertiefe 300 mm, die Schwerpunktrücklage des Ruders 112 mm.

Das Flugzeug wurde einem Schüttelversuch unterzogen. Im Frequenzgebiet von 585÷830/min hat der Flügel Biegeschwingungen mit wenig ausgeprägten Resonanzlagen. Als gefährlich ist die Schwingungsform bei 800÷830/min anzusehen, weil dann die durch Massenkopplung und Elastizität der Seilzüge bewirkte Querruderschwingung eine Phasenverschiebung von etwa 90° gegen die Biegeschwingung hat, also in Resonanz mit der Biegeschwingung ist (s. Abb. 10).

Als reduzierte Frequenz erhält man

$$\omega = 0,1885 \frac{815 \cdot 1,4}{220} = 0,98.$$

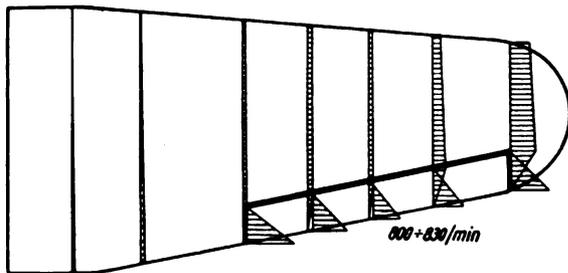


Abb. 10. Gefährliche Schwingungsform des Musters AC 12 E. Maßstab des Flügelgrundrisses 3:200.

#### j) Freitragender Eindecker Do 12 »Libelle«.

Das Baumuster Do 12 ist ein Hochdecker-Amphibium in Ganzmetallbauweise. Der Flügel hat trapezförmigen Umriß und ist zweiholmig.

Das Flugzeug hatte am 27. 9. 1933 bei 180 km/h gefährliches Flattern. Die Schwingungen entstanden, als der Führer nach dem Übergang aus dem Gleitflug in den Waagrechtflug Vollgas gab und waren so stark, daß ein Querruder aus den Lagern sprang und beide Flügel schwer beschädigt

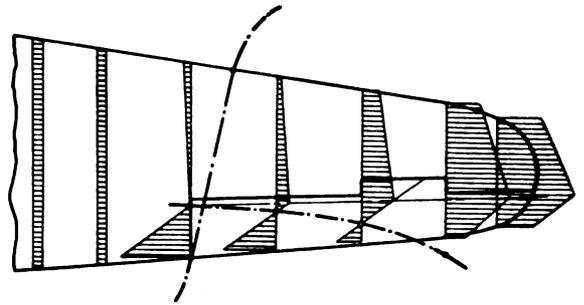


Abb. 11. Gefährliche Schwingungsform des Musters Do 12 bei 580/min. Unsymmetrische Erregung. Maßstab des Flügelgrundrisses 3:100.

wurden. Dem Flügelflattern ging Leitwerkschütteln voraus, welches offenbar durch das Gasgeben eingeleitet wurde und nun seinerseits die Flügel zum Flattern anregte. Das Flugzeug konnte glatt gelandet werden und wurde nach Ausbesserung einem Schüttelversuch unterzogen.

Die gefährliche Schwingungsform des Flügels, bei der auch gleichzeitig das Höhenleitwerk seine Hauptresonanz hat, liegt bei 580/min. Es ist eine antisymmetrische Biegeschwingung, bei welcher die Knotenlinie, von dem inneren Querruder ausgehend, unter 15° zur Flugrichtung nach außen verläuft. Das Querruder führt dabei eine Drehschwingung aus (s. Abb. 11). Als mittlere Flügeltiefe des äußeren schwingenden Flügelteils wird 1,3 m angenommen, als Querrudertiefe 400 mm. Das Querruder hat keinen Massenausgleich; seine Schwerpunktrücklage wird auf 100 mm geschätzt. Die Ruderbetätigung erfolgt durch eine wenig steife Seilsteuerung.

Als reduzierte Frequenz erhält man

$$\omega = 0,1885 \frac{580 \cdot 1,3}{180} = 0,79.$$

#### k) Eindecker M 28.

Das Baumuster M 28 ist ein freitragender Tiefdecker in Leichtmetallbauweise mit trapezförmigem Flügelumriß.

Nach längerer Erprobung kam das Flugzeug bei etwa 220 km/h Geschwindigkeit mehrmals in gutartiges Flattern, das von den unwichtigen Querrudern ausging. Das Flattern hörte bei einer Geschwindigkeit von etwa 180 km/h auf. Der Führer hatte den Eindruck, daß das Flattern jedesmal nach einem wenn auch kleinen Böenstoß auftrat. Die Motordrehzahl bei Beginn war 1750/min. Das Flugzeug wurde nachher auf 250 km/h bei 1950/min Drehzahl gedrückt, ohne daß Flattern entstand.

Das Flugzeug wurde einem Schüttelversuch unterzogen. Die Flügel haben bei 480/min eine symmetrische Biegegrundschwingung, bei 850 und 770/min antisymmetrische Biegeschwingungen. Die Resonanzlagen sind scharf ausgeprägt. Als gefährlich ist die Schwingungsform bei 770/min anzusehen, weil sie zuerst gegenläufige Schwingung der Querruder zeigt und im übrigen sehr der gefährlichen Schwingungsform des Musters Do 12 ähnelt. Die Knotenlinie verläuft nahe dem inneren Querruderende unter 10° zur Flugrichtung nach vorn außen (s. Abb. 12).

Als mittlere Flügeltiefe des äußeren schwingenden Flügelteils wird 1,05 m angenommen, als Querrudertiefe 350 mm. Die Schwerpunktrücklage ist 140 mm.

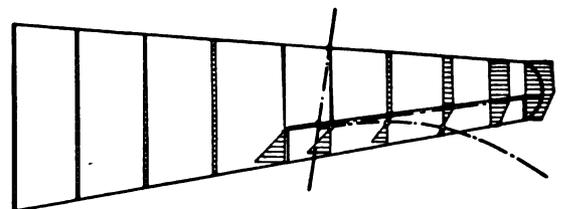


Abb. 12. Gefährliche Schwingungsform des Musters M 28. Unsymmetrische Erregung 770/min. Maßstab des Flügelgrundrisses 1:100.

Die reduzierte Frequenz ist

$$\omega = 0,1885 \frac{770 \cdot 1,05}{220} = 0,69.$$

Es ist geplant, an dem Flugzeug Messungen des Flatterns im Fluge zu machen, um die Flatterfrequenz einwandfrei festzustellen.

1) Doppeldecker S 24 »Kiebitz«.

Das Baumuster S 24 ist ein in einer Ebene verspannter Doppeldecker in Holzbauweise. Im Frühjahr 1932 geriet das Flugzeug bei einem längeren ungewollten Sturzflug mit brennendem Motor ins Flattern, das zum Bruch des Tragwerks führte. Die errechnete Endgeschwindigkeit des Sturzfluges beträgt 280 km/h.

Ein anderes Flugzeug des gleichen Musters wurde einem Schüttelversuch unterzogen. Bei 490 und 615/min erfolgen Schwingungen der ganzen Zelle, bei 825 und 1000/min Biegeschwingungen der Kragarme. Als gefährlich ist die Schwingungsform bei 1215 anzusehen, weil hier die Querruder zuerst gegenläufige Bewegungen ausführten. Die Knotenlinie verläuft von dem Schnittpunkt Stielebene—Hinterkante zum vorderen Drittel des Randbogens (s. Abb. 13).

Die mittlere Flügeltiefe ist 1,18 m, die Rudertiefe 240 mm, die Schwerpunktrücklage des ganzen Querrudersystems 21 mm.

Die reduzierte Frequenz ist

$$\omega = 0,1885 \frac{1215 \cdot 1,18}{280} = 0,97.$$

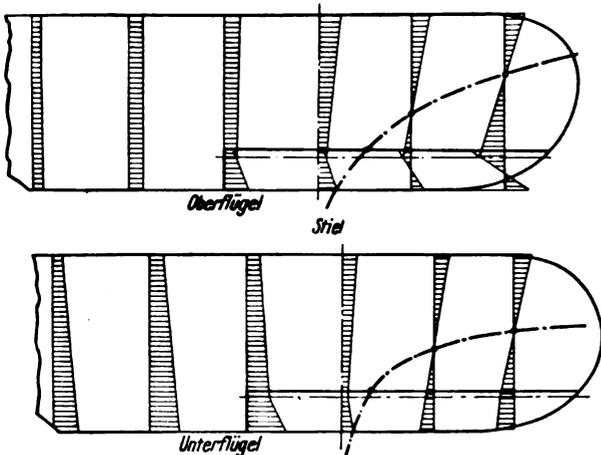


Abb. 13. Gefährliche Schwingungsform des Musters S 24 bei 1215 min. Maßstab des Flügelgrundrisses, 1:150.

m) Doppeldecker Ar 66 C.

Das Baumuster Ar 66 C ist ein verspannter Doppeldecker mit verkleinertem Unterflügel. Das Flugzeug geriet bei einem Sturzflug mit 340 km/h ins Flattern, das zum Anbruch des Unterflügel-Vorderholms sowie der Sperrholzbeplankung der Flügelunterseite führte. Das Flattern verstärkte sich noch beim Abfangen und hörte erst auf, als der Anbruch des Unterflügels erfolgte. Da der Knüppel keine Schwingungen machte, war die Schwingungsform symmetrisch. Die Flügeltiefe des Unterflügels ist 1,65 m, die Rücklage des Ruderschwerpunktes 45 mm.

Das Flugzeug wurde vom Hersteller einem Schüttelversuch unterzogen. Als gefährliche Schwingungsform wurde die Biegeschwingung der Unterflügel bei 790/min angesehen. Dabei dreht sich das Flügelinnenfeld etwa um den Vorderholm, während der Kragarm sich biegt. Man erhält die reduzierte Frequenz

$$\omega = 0,1885 \frac{790 \cdot 1,65}{340} = 0,72.$$

Nach Abschluß dieses Berichtes wurde nochmals Flattern beobachtet, nachdem die Querruder völlig massenausgeglichen waren und im Schüttelversuch ruhig standen. Als

eine weitere geringfügige Änderung der Ruderform vorgenommen worden war, erfolgte bei 420 km/h gefährliches Flattern, das zum völligen Bruch der Zelle führte. Dies ergibt

$$\omega = 0,1885 \frac{790 \cdot 1,65}{420} = 0,58.$$

Es ist möglich, daß es sich hierbei um Bieigungs-Torsions-Flattern handelt, bei dem aber die aerodynamische Kopplung der Querruderschwingung wahrscheinlich nicht ohne Einfluß gewesen ist.

2. Schlußfolgerungen.

Die Zahlenergebnisse dieser 13 in Deutschland näher untersuchten Fälle sind in Zahlentafel 2 und Tafel 2 a zusammengestellt.

Zahlentafel II. Beobachtete Fälle.

| Nr. | Muster  | $t_m$<br>m | $t_n$<br>m | $s_R$<br>m | $\frac{n_0}{1}$<br>min | $\frac{n_q}{1}$<br>min | $\frac{f}{1}$<br>min | $\frac{v_k}{h}$<br>km/h | $\omega$ |
|-----|---------|------------|------------|------------|------------------------|------------------------|----------------------|-------------------------|----------|
| 1   | DP 9    | 1,5        | 0,32       | 0,126      | 520                    | —                      | —                    | 180                     | 0,82     |
| 2   | He 8    | 3,0        | 0,42       | 0,055      | 540                    | 290                    | —                    | 350                     | 0,87     |
| 3   | L 78    | 1,36       | 0,20       | 0,023      | 860                    | —                      | 30                   | 210                     | 1,05     |
| 4   | He 60   | 2,2        | 0,41       | 0,150      | 780                    | 910                    | 40                   | 350                     | 0,93     |
| 5   | He 46 c | 1,4        | 0,27       | 0,052      | 845                    | 550                    | 40                   | 268                     | 0,87     |
| 6   | KL 1 A  | 1,3        | 0,24       | 0,103      | 675                    | 675                    | 45                   | 145                     | 1,14     |
| 7   | Do 10   | 1,6        | 0,30       | 0,041      | 1450                   | —                      | 60                   | 450                     | 0,97     |
| 8   | L 102   | 1,56       | 0,30       | 0,035      | 835                    | 730                    | 35                   | 290                     | 0,85     |
| 9   | AC 12 E | 1,4        | 0,30       | 0,112      | 815                    | 700                    | 120                  | 220                     | 0,98     |
| 10  | Do 12   | 1,3        | 0,40       | 0,100      | 580                    | 460                    | 50                   | 180                     | 0,79     |
| 11  | M 28    | 1,05       | 0,35       | 0,140      | 770                    | 1410                   | 60                   | 220                     | 0,69     |
| 12  | S 24    | 1,18       | 0,24       | 0,021      | 1215                   | —                      | 70                   | 280                     | 0,97     |
| 13  | Ar 66 C | 1,65       | —          | 0,050      | 790                    | —                      | —                    | 340                     | 0,72     |

Tafel II a. Beobachtete Fälle.

| Nr. | Muster  | Schwingungs-Form | Steifigkeit der Steuerzüge | Art | Flügelbaustoff |
|-----|---------|------------------|----------------------------|-----|----------------|
| 1   | DP 9    | symm.            | gering                     | bös | Holz           |
| 2   | He 8    | »                | »                          | »   | »              |
| 3   | L 78    | antisym.         | groß                       | gut | »              |
| 4   | He 60   | —                | —                          | bös | Metall         |
| 5   | He 46 c | symm.            | gering                     | gut | Holz           |
| 6   | KL 1 A  | »                | »                          | bös | »              |
| 7   | Do 10   | antisym.         | groß                       | »   | Metall         |
| 8   | L 102   | —                | gering                     | »   | »              |
| 9   | AC 12 E | symm.            | »                          | gut | Holz           |
| 10  | Do 12   | antisym.         | »                          | bös | Metall         |
| 11  | M 28    | »                | groß                       | gut | »              |
| 12  | S 24    | —                | gering                     | bös | Holz           |
| 13  | Ar 66 C | symm.            | »                          | »   | »              |

Für den Beginn des Flatterns ergibt sich aus Zahlentafel II der Mittelwert  $\omega_m = 0,90 \pm 0,12$ .

Die Mehrzahl der Fälle ist bösartig, nur 30% sind gutartig (s. Tafel II a). Der Baustoff scheint dabei ohne Einfluß zu sein.

Ist die Steifigkeit der Querruder und ihrer Steuerung groß, so erfolgt Flattern in einer antisymmetrischen Schwingungsform, da nur dann die Querruder frei schwingen können und Leistung übertragen können.

Ist die Steifigkeit der Querrudersteuerung gering, so kann das Flattern auch in einer symmetrischen Schwingungsform erfolgen, aber erst bei einer Frequenz, die genügend hoch über der Querruder-Eigenfrequenz liegt, um gegenläufiges Schwingen zu ermöglichen. Bei Doppeldeckern brauchen Schwingungen der ganzen Zelle um die Hoch- und Querachse in der Regel nicht zum Flattern zu führen, auch wenn sie mit zusätzlichen Flügeldrehungen verbunden sind. Die gefährliche Schwingungsform ist dagegen häufig die erste von der Zelle unabhängige Eigen-schwingung der Flügel.

Die Ursache dieses Verhaltens ist in der Dämpfung der Schwingungen durch das Präzessionsmoment der laufenden Luftschraube zu sehen. Die Schüttelversuche an Flugzeugen wurden bisher in der Halle fast ausnahmslos mit stillstehendem Motor vorgenommen. Dabei können sich eine Reihe

von Zellenschwingungen ausbilden, bei denen der Rumpf kleine Drehschwingungen ausführt. Im Fluge bei voller Drehzahl dämpft das Präzessionsmoment der Schraube solche Schwingungen wirksam. Daher geben sie selten zum Flattern Anlaß. Beim Muster KL1A waren derartige Zellenschwingungen bei der gefährlichen Frequenz im Stand vorhanden. Vielleicht ist das plötzliche Einsetzen des Flatterns beim Ansetzen zur Landung auf die bei niedriger Drehzahl verringerte Dämpfung der Luftschraube zurückzuführen. Bei einem zweimotorigen Muster, das einem Schüttelversuch unterzogen wurde, war ein bemerkenswerter Unterschied der Schwingungsformen vorhanden, je nachdem, ob die Motoren liefen oder nicht. Andererseits behindern die rein symmetrischen Zellenschwingungen, bei denen die Schraubenachse nur Translationen ausführt, das Flattern nicht, wie das Muster Ar 66 C zeigt.

In Zahlentafel II ist ferner noch für einige Flugzeuge die Eigenfrequenz der Querruder-Drehschwingung  $n_q$  und die für die Dämpfung maßgebende Resonanzbreite  $\Delta n$  der Flatterschwingung angegeben. Diese Resonanzbreite ist gemessen bei 71% der größten Amplitude.

**IV. Ermittlung der Grenzbedingungen des Flatterns.**

Wie aus Abschnitt II hervorgeht, ist die weitere analytische Behandlung von Einzelfällen des Flatterns unzweckmäßig, da viele zahlenmäßig kaum erfassbare Nebenumstände dabei mitspielen. Es ist jedoch von Nutzen für die Verhütung des Flatterns, die Bedingungen, unter denen Flattern möglich ist, analytisch abzugrenzen.

Flattern ist offenbar nur dann möglich, wenn der schwingende Flügel aus dem Windstrom Leistung entnehmen kann, um die stets vorhandenen Dämpfungsverluste zu decken. Um einem Überblick zu erhalten, wird es genügen, die Grenzbedingungen, unter denen Leistung aufgenommen werden kann, für ebene Strömung zu berechnen. Die Auftriebsverminderung durch Randwirbel des schwingenden Flügelendes wird sich dahin auswirken, daß die Dämpfung vergrößert wird und der Bereich, in dem Flattern möglich ist, sich verengert. Dieser zusätzliche Dämpfungseinfluß kann abgeschätzt werden. Im folgenden wird jedoch von dieser Korrektur abgesehen.

**1. Erklärung der benutzten Formelzeichen.**

|                 |                   |                                                                   |
|-----------------|-------------------|-------------------------------------------------------------------|
| $A \cdot l$     | m                 | Schlag- oder Biegeamplitude der Neutralachse,                     |
| $B$             |                   | Flügeldrehamplitude,                                              |
| $C$             |                   | Ruderdrehamplitude,                                               |
| $b$             | m                 | wirksame Breite des schwingenden Flügelendes,                     |
| $b_q$           | m                 | Querruderbreite,                                                  |
| $d_f$           |                   | Dämpfungskennzahl des Flügels,                                    |
| $d_r$           |                   | Dämpfungskennzahl des Ruders,                                     |
| $D(y)$          | kg m <sup>2</sup> | Drillsteifigkeit des Flügels an der Stelle $y$ ,                  |
| $e_f$           | m                 | Abstand der Flügelknotenlinie von Flügelmitte,                    |
| $E$             | m kg              | Energieinhalt des schwingenden Flugzeugs,                         |
| $E_f$           | m kg              | Energieinhalt des Flügels,                                        |
| $E_r$           | m kg              | Energieinhalt des Ruders,                                         |
| $F$             | m <sup>2</sup>    | Flügelfläche,                                                     |
| $g$             |                   | dämpfender Phasenwinkel der Flügelschwingung,                     |
| $h$             |                   | dämpfender Phasenwinkel der Ruderschwingung,                      |
| $k$             | 1.                | Steifigkeitskonstante,                                            |
|                 | 2. m              | Trägheitsradius des Flügelschnittes, bezogen auf die Knotenlinie, |
| $k_r$           | m                 | Trägheitsradius des Ruders, bezogen auf die Ruderknotenlinie,     |
| $l$             | m                 | halbe Flügeltiefe,                                                |
| $l_1 \dots l_6$ |                   | Leistungsbeiwerte,                                                |
| $L_m$           | m kg/s            | mittlere aerodynamische Leistung,                                 |

|                           |                                   |                                                                    |
|---------------------------|-----------------------------------|--------------------------------------------------------------------|
| $L_{dm}$                  | m kg/s                            | mittlere Dämpfungsleistung,                                        |
| $M_d$                     | m kg                              | Drillmoment,                                                       |
| $m$                       | kg s <sup>2</sup> /m              | Masse,                                                             |
| $m_f$                     | kg s <sup>2</sup> /m              | Masse des schwingenden Flügelendes,                                |
| $m_r$                     | kg s <sup>2</sup> /m              | Masse des Ruders,                                                  |
| $n$                       | 1/min                             | Schwingungszahl,                                                   |
| $n_0$                     | 1/min                             | Schwingungszahl der Resonanz,                                      |
| $\Delta n$                | 1/min                             | Resonanzbreite beim Schüttelversuch,                               |
| $p$                       | m                                 | absolute Schwingungsamplitude,                                     |
| $s$                       |                                   | Rücklage des Flügelschwerpunktes hinter dem Neutralpunkt,          |
| $s_r$                     |                                   | Rücklage des Ruderschwerpunktes hinter der Ruderachse,             |
| $t$                       | m                                 | Flügeltiefe,                                                       |
| $t_r$                     | m                                 | Rudertiefe,                                                        |
| $v$                       | m/s; km/h                         | Fluggeschwindigkeit,                                               |
| $y$                       | m                                 | Koordinate in Richtung der Spannweite,                             |
| $\delta$                  |                                   | Kennwert des Amplitudenverhältnisses für den Flügel,               |
| $\delta_r$                |                                   | Kennwert des Amplitudenverhältnisses für das Ruder,                |
| $\mu = \frac{G_f}{F t_m}$ | kg/m <sup>3</sup>                 | spezifisches Flügengewicht,                                        |
| $\nu$                     | 1/s                               | Kreisfrequenz der Flügelschwingung,                                |
| $\rho$                    | kg s <sup>2</sup> /m <sup>4</sup> | Luftdichte,                                                        |
| $\rho_0$                  |                                   | Luftdichte am Boden,                                               |
| $\tau = \frac{t_r}{t}$    |                                   | Rudertiefenverhältnis,                                             |
| $\varphi$                 |                                   | 1. Drillwinkel,                                                    |
|                           |                                   | 2. Phasenwinkel zwischen Biege- und Drehschwingung,                |
| $\psi$                    |                                   | Phasenwinkel zwischen Biege- und Ruderdrehschwingung,              |
| $\chi$                    |                                   | Phasenwinkel zwischen Flügeldrehschwingung und Ruderdrehschwingung |
| $\Phi_1 \dots \Phi_{12}$  |                                   | Funktionen des Rudertiefenverhältnisses,                           |
| $\omega$                  |                                   | reduzierte Frequenz,                                               |
| $\omega_h$                |                                   | Höchstwert der reduzierten Frequenz.                               |

**2. Aerodynamische Schlagleistung.**

Es bezeichne  $A \cdot l$  die Schlagamplitude und  $B, C$  die Flügel- und Ruder-Drehamplituden, der Index ' den reellen, der Index '' den imaginären Anteil dieser Amplituden, ein Querstrich - ihren Absolutwert. Dann ist nach (16) und (17) der zeitliche Mittelwert der aerodynamischen Schlagleistung<sup>3)</sup>:

$$L_m = \frac{1}{2} \pi \rho v^2 \beta b \left[ \bar{A}^2 l_1 + \bar{B}^2 l_2 + \bar{C}^2 l_3 + (A' B' + A'' B'') l_4 + (A' B'' - A'' B') l_5 + (A' C' + A'' C'') l_6 + (A' C'' - A'' C') l_7 + (B' C' + B'' C'') l_8 + (B' C'' - B'' C') l_9 \right] \dots (6)$$

Darin bedeuten die Leistungsbeiwerte:

$$\left. \begin{aligned} l_1 &= 1 + T' \\ l_2 &= 1 \\ l_3 &= \frac{1}{2\pi^2} \left[ \Phi_1 \Phi_8 \frac{T''}{\omega} + \frac{\Phi_2 \Phi_8}{2} (1 + T') + \Phi_{11} \right] \\ l_4 &= \frac{T''}{\omega} + 2 + T' \\ l_5 &= \frac{1 + T'}{\omega} - T'' \\ l_6 &= \frac{1}{\pi} \left[ \Phi_1 \frac{T''}{\omega} + \frac{\Phi_2 + \Phi_8}{2} (1 + T') + \Phi_3 \right] \\ l_7 &= \frac{1}{\pi} \left[ \Phi_1 \frac{1 + T'}{\omega} - \frac{\Phi_2 + \Phi_8}{2} T'' \right] \\ l_8 &= \frac{1}{2\pi} \left[ \Phi_8 + \Phi_9 + \Phi_8 \left( \frac{T''}{\omega} + 1 + T' \right) \right] \\ l_9 &= \frac{1}{\pi} \left[ \Phi_5 + \frac{\Phi_8}{2} \left( T'' - \frac{1 + T'}{\omega} \right) \right] \end{aligned} \right\} \dots (7)$$

<sup>3)</sup> Die theoretische Herleitung der folgenden Formeln soll Gegenstand eines späteren Berichtes sein.

Die Funktionen  $T'(\omega)$ ,  $T''(\omega)$  gehen auf Hankelsche Zylinderfunktionen zurück und sind in Zahlentafel III enthalten. Die Funktionen  $\Phi_n(\tau)$  gehen auf trigonometrische Funktionen zurück und sind in Zahlentafel IV enthalten. Daraus sind für die Rudertiefen

$$\tau = 0,15, 0,20, 0,25$$

die Leistungsbeiwerte  $l_n$  mit einem 50 cm langen Rechenschieber berechnet, s. Zahlentafel V. Die Leistung ist negativ, wenn sie dem Luftstrom entnommen wird.

Zahlentafel III. Funktion  $T'(\omega)$ ,  $T''(\omega)$ .

|          |        |        |        |        |        |          |
|----------|--------|--------|--------|--------|--------|----------|
| $\omega$ | 0      | 0,2    | 0,4    | 0,6    | 0,8    | 1,0      |
| $T'$     | 1      | 0,455  | 0,250  | 0,158  | 0,108  | 0,079    |
| $T''$    | 0      | -0,377 | -0,330 | -0,276 | -0,233 | -0,201   |
| $\omega$ | 1,2    | 1,4    | 1,6    | 1,8    | 2,0    | $\infty$ |
| $T'$     | 0,060  | 0,047  | 0,038  | 0,031  | 0,026  | 0        |
| $T''$    | -0,175 | -0,156 | -0,140 | -0,126 | -0,115 | 0        |

Zahlentafel IV. Funktionen  $\Phi_n(\tau)$ .

|             |        |        |        |        |        |
|-------------|--------|--------|--------|--------|--------|
| $\tau$      | 0,10   | 0,15   | 0,20   | 0,25   | 0,30   |
| $\Phi_1$    | 1,244  | 1,510  | 1,727  | 1,913  | 2,076  |
| $\Phi_2$    | 0,334  | 0,610  | 0,935  | 1,299  | 1,698  |
| $\Phi_3$    | 0,164  | 0,296  | 0,447  | 0,614  | 0,793  |
| $\Phi_4$    | 0,0264 | 0,0719 | 0,1459 | 0,2518 | 0,3924 |
| $\Phi_5$    | 1,080  | 1,214  | 1,280  | 1,299  | 1,283  |
| $\Phi_6$    | 0,615  | 1,077  | 1,577  | 2,094  | 2,612  |
| $\Phi_7$    | 0,0506 | 0,1347 | 0,2672 | 0,4507 | 0,6860 |
| $\Phi_8$    | 0,0079 | 0,0192 | 0,0400 | 0,0707 | 0,1129 |
| $\Phi_9$    | 0,0459 | 0,1246 | 0,2519 | 0,4330 | 0,6718 |
| $\Phi_{11}$ | 0,0546 | 0,1803 | 0,4180 | 0,7978 | 1,345  |
| $\Phi_{12}$ | 0,0056 | 0,0281 | 0,0876 | 0,2128 | 0,4371 |

Zahlentafel V. Leistungsbeiwerte.

|               |         |         |         |         |         |         |         |
|---------------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|
| $\omega$      | 0,4     | 0,6     | 0,8     | 1,0     | 1,2     | 1,6     | 2,0     |
| $l_1$         | 1,250   | 1,158   | 1,108   | 1,079   | 1,060   | 1,038   | 1,026   |
| $l_2$         | 1       | 1       | 1       | 1       | 1       | 1       | 1       |
| $l_4$         | 1,425   | 1,698   | 1,817   | 1,878   | 1,914   | 1,951   | 1,968   |
| $l_5$         | 3,455   | 2,205   | 1,618   | 1,279   | 1,059   | 0,788   | 0,628   |
| $\tau = 0,15$ |         |         |         |         |         |         |         |
| $l_3$         | 0,00829 | 0,00880 | 0,00904 | 0,00916 | 0,00923 | 0,00931 | 0,00935 |
| $l_6$         | -0,1773 | -0,0106 | 0,0652  | 0,1059  | 0,1300  | 0,1561  | 0,1696  |
| $l_7$         | 1,534   | 0,954   | 0,688   | 0,538   | 0,442   | 0,326   | 0,258   |
| $l_8$         | 0,1926  | 0,1934  | 0,1938  | 0,1939  | 0,1941  | 0,1942  | 0,1943  |
| $l_9$         | 0,3757  | 0,3796  | 0,3815  | 0,3825  | 0,3832  | 0,3840  | 0,3846  |
| $\tau = 0,20$ |         |         |         |         |         |         |         |
| $l_3$         | 0,0195  | 0,0207  | 0,0212  | 0,0215  | 0,0217  | 0,0219  | 0,0219  |
| $l_6$         | -0,1175 | 0,0695  | 0,1542  | 0,1993  | 0,2265  | 0,2553  | 0,2697  |
| $l_7$         | 1,769   | 1,104   | 0,798   | 0,624   | 0,513   | 0,379   | 0,300   |
| $l_8$         | 0,2940  | 0,2956  | 0,2964  | 0,2967  | 0,2970  | 0,2973  | 0,2976  |
| $l_9$         | 0,3854  | 0,3934  | 0,3970  | 0,3993  | 0,4006  | 0,4024  | 0,4034  |
| $\tau = 0,25$ |         |         |         |         |         |         |         |
| $l_3$         | 0,0377  | 0,0400  | 0,0410  | 0,0416  | 0,0419  | 0,0422  | 0,0424  |
| $l_6$         | -0,0343 | 0,1682  | 0,2596  | 0,3078  | 0,3374  | 0,3686  | 0,3841  |
| $l_7$         | 1,975   | 1,235   | 0,895   | 0,701   | 0,576   | 0,426   | 0,335   |
| $l_8$         | 0,407   | 0,410   | 0,412   | 0,412   | 0,413   | 0,413   | 0,414   |
| $l_9$         | 0,3746  | 0,3886  | 0,3952  | 0,3991  | 0,4016  | 0,4045  | 0,4064  |

3. Dämpfung.

Da eine direkte Messung der Dämpfungsleistung bei den Schüttelversuchen nicht vorgenommen wurde, müssen wir die durch Baustoffdämpfung und äußere Reibung verbrauchte Dämpfungsleistung aus der Phasenverschiebung zwischen der elastischen Kraft und der Formänderung abschätzen.

Die bereits oben erwähnte Annahme einer konstanten Phasenverschiebung ergibt eine elliptische, frequenzunabhängige Hysteresisschleife, welche mit den Beobachtungstatsachen gut übereinstimmt. Das  $\pi$ -fache dieser Phasenverschiebung ist gleich dem üblichen logarithmischen Dekrement. Eine ausführliche Darstellung dieser Zusammenhänge hat neuerdings B. v. Schlippe gegeben [25].

Die Dämpfungsarbeit gewinnt man aus der Beziehung  $2\pi g = \frac{\text{Dämpfungsarbeit bei einer vollen Schwingung}}{\text{mittlerer Energieinhalt des schwingenden Systems}}$

Die Phasenwinkel  $g$ ,  $h$  der Flügel- und Ruderschwingung kann man aus der Breite der Resonanzkurven des Schüttelversuchs bestimmen. Mißt man die Resonanzbreite  $\Delta n$  bei 71% der Resonanzamplitude gemäß Abb. 14, so ist der Phasenwinkel

$$g = \frac{\Delta n}{n_0} \dots \dots \dots (8)$$

Bei größerer Schwingungsamplitude nimmt auch der Phasenwinkel zu, und zwar ist die Zunahme bei Holzflügeln in der Regel größer als bei Metallflügeln.

Eine Ausnahme hiervon macht die Lagerreibungsdämpfung von Rudern. Bei konstantem Reibungsmoment ist die Dämpfung proportional der Ruderdrehamplitude  $C$ , während der Energieinhalt des schwingenden Ruders mit  $C^2$  steigt.

Gemäß dem oben Erwähnten folgt daraus, daß der Phasenwinkel  $h$  des Ruders in diesem Falle umgekehrt proportional der Amplitude ist. Bei sehr kleinen Amplituden kann daher der Phasenwinkel der Dämpfung so groß sein, daß Flattern nicht möglich ist. Erst wenn durch irgendeinen äußeren Anlaß das Ruder einen Impuls von einer gewissen Mindestgröße erhält, kann das Flattern beginnen. Bei großer Amplitude bleibt dann nur die von der Baustoffdämpfung der Steuerungsteile herrührende Restdämpfung. Bei sorgfältiger Lagerung der Ruder und Steuerzüge ist dieser Effekt weniger ausgeprägt.

Die Phasenwinkel der Flügelbiegungs- und Flügel-drehungsdämpfung kann man als annähernd gleich betrachten. Die aus den Schüttelversuchen und Ausschwingversuchen ermittelten Zahlenwerte des Phasenwinkels  $g$  werden in Zahlentafel VI weiter unten mitgeteilt. Sie sind ein Vielfaches der an glatten Probestäben gemessenen Werte, weil bei einem zusammengesetzten Bauteil zusätzliche Verluste an den Verbindungsstellen entstehen. Im Mittel ist  $g_m = 0,061$ .

Der Phasenwinkel der Ruderdämpfung ist nach (6)  $h = 0,20$ , nach einer Resonanzkurve  $h = 0,08$ .

Den mittleren Energieinhalt des schwingenden Flugzeuges bei der gefährlichen Schwingungsform könnte man in der Weise bestimmen, daß man über das ganze Flugzeug das Integral

$$E = \frac{v^2}{2} \int p^2 dm \dots \dots \dots (9)$$

bildet, wobei  $p$  die absolute Schwingungsamplitude des Massenelements  $dm$  ist, die im Schüttelversuch gemessen ist. Diese Berechnung ist jedoch so langwierig, daß man sich in den meisten Fällen mit einer Abschätzung des Energieinhalts begnügen wird.

Betrachtet man das äußere Flügelende als eine starre Platte, die eine Drehbewegung um ihre Knotenlinie mit der Amplitude  $B$  macht, während das Ruder eine Drehbewegung um die Ruderachse mit der Amplitude  $C$  macht, so ist der Energieinhalt des Flügels und Ruders:

$$\left. \begin{aligned} E_F &= \frac{v^2}{2} \left[ m k^2 + \pi \rho l^2 b \left( \frac{l^2}{8} + e_r^2 \right) \right] B^2 \\ E_R &= \frac{v^2}{2} \left[ m_r k_r^2 + \rho l^4 b_a \frac{\Phi_{12}}{4\pi} \right] C^2 \end{aligned} \right\} \dots (10)$$

Führt der Flügel reine Biegeschwingungen aus, so ist  $k = e = \infty$ ,  $B \cdot k = B \cdot e = A$ .

Häufig ist die Schwingungsamplitude und die Flügeltiefe des äußeren Flügelendes stark veränderlich. Da es bei der Leistungsübertragung auf das Quadrat der Amplitude

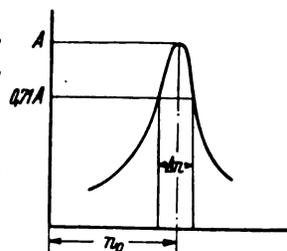


Abb. 14. Resonanzbreite.

ankommt, bildet man in diesem Falle zweckmäßig die Mittelwerte

$$\left. \begin{aligned} (\bar{A} \cdot t)_m &= \frac{\int \bar{A}^2 t^2 dy}{\int t dy} \\ t_m &= \frac{\int \bar{A}^2 t^2 dy}{\int \bar{A}^2 t^2 dy} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (11)$$

Genau entsprechende Mittelwerte sind für die anderen Amplituden  $B$  und  $C$  zu bilden.

Die mittlere Dämpfungsleistung ist:

$$L_{dm} = \nu (g E_F + h E_R) = \frac{1}{2} \pi \rho v^2 v^2 b \omega (d_F B^2 + d_R C^2) \quad (12)$$

Zur Abkürzung sind in Gl. (12) die dimensionslosen Dämpfungskennzahlen eingeführt:

$$\left. \begin{aligned} d_F &= g \left[ \frac{m k^2}{\pi \rho l^4 b} + \frac{1}{8} + \frac{e_F^2}{l^2} \right] \\ d_R &= h \left[ \frac{m_R k_R^2}{\pi \rho l^4 b} + \frac{\Phi_{12}}{4 \pi^2} \frac{b_q}{b} \right] \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (13)$$

In Zahlentafel VI sind die Dämpfungskennzahlen für einige Flugzeuge abgeschätzt worden. Die dort enthaltene Kennzahl  $d'_F$  gilt für reine Biegeschwingung. Für Dreh-schwingung um den Neutralpunkt kann man  $0,4 d'_F$  annehmen, da die Massenverteilung in Richtung der Flügel-tiefe bei den einzelnen Mustern nicht sehr voneinander ab-weicht. Die aerodynamisch wirksame Flügelbreite  $b$  kann man aus der gefährlichen Schwingungsform abschätzen. Man wird nur einen Teil des äußeren schwingenden Flügel-endes zwischen der Flügelspitze und der Knotenlinie oder Stielebene als aerodynamisch wirksam ansehen können, da die Hufeisenwirbel die Wirkung der Flügelenden im Ver-gleich zu ebener Strömung noch vermindern.

Zahlentafel VI. Flügel- und Ruderdämpfung.

| Nr. | Muster  | $g$   | $\mu = \frac{G_F}{F l_m}$<br>kg/m <sup>2</sup> | $d'_F \propto$<br>( $2\mu + 1$ ) $g$ | $\frac{\tau}{l_m} =$<br>$\frac{l_R}{l_m}$ | $d_R$  |
|-----|---------|-------|------------------------------------------------|--------------------------------------|-------------------------------------------|--------|
| 1   | DP 9    | 0,050 | 4,8                                            | 0,53                                 | 0,21                                      | —      |
| 2   | He 8    | 0,030 | 2,4                                            | 0,17                                 | 0,14                                      | —      |
| 3   | L 78    | 0,034 | 6,9                                            | 0,50                                 | 0,15                                      | —      |
| 4   | He 60   | 0,051 | 3,6                                            | 0,42                                 | 0,19                                      | 0,0029 |
| 5   | He 46   | 0,047 | 7,2                                            | 0,72                                 | 0,19                                      | 0,0039 |
| 6   | KL 1 A  | 0,067 | 5,8                                            | 0,84                                 | 0,19                                      | 0,0039 |
| 7   | Do 10   | 0,041 | 7,2                                            | 0,63                                 | 0,19                                      | 0,0017 |
| 8   | L 102   | 0,042 | 5,0                                            | 0,46                                 | 0,19                                      | —      |
| 9   | AC 12 E | 0,147 | 5,4                                            | 1,67                                 | 0,21                                      | 0,0046 |
| 10  | Do 12   | 0,086 | 5,1                                            | 0,96                                 | 0,31                                      | —      |
| 11  | M 28    | 0,078 | 5,4                                            | 0,92                                 | 0,33                                      | 0,0134 |
| 12  | S 24    | 0,058 | 4,0                                            | 0,52                                 | 0,20                                      | 0,0062 |
| 13  | Ar 66 C |       |                                                |                                      |                                           |        |

Es sei besonders darauf hingewiesen, daß diese Ab-schätzung der Dämpfung sehr roh ist und man aus ihr nicht mehr als die Größenordnung der Dämpfungsleistung ge-winnen kann. Es ist daher zu wünschen, daß in Zukunft die Dämpfungsleistung direkt beim Schüttelversuch ge-messen wird.

4. Amplitudenverhältnis.

Um die Amplitudenverhältnisse der angefachten Schwin-gung mit denen des Schüttelversuchs vergleichen zu können, untersuchen wir die elastische Schwingung einer ebenen, mit Masse belegten Platte. Die Platte sei um die Achse  $P$  dreh-bar und gegen Drehung gefedert, so daß sie mit der Eigen-drehfrequenz  $n_0$  schwingt, s. Abb. 15.

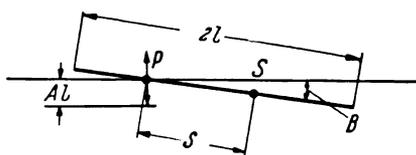


Abb. 15. Plattenschwingung.

Die Achse  $P$  führe erzwungene senkrechte Schwingungen mit der Amplitude  $A \cdot l$  und der Frequenz  $n$  aus. Das Amplitudenverhältnis dieser erzwungenen Schwingung ist

$$\left. \begin{aligned} \frac{A}{B} &= \vartheta \left( \frac{n_0^2}{n^2} e^{i\varphi} - 1 \right) \\ \vartheta &= \frac{m k^2 + \frac{3}{8} \pi \rho l^4 b}{m s l + \frac{1}{2} \pi \rho l^4 b} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (14)$$

Der Verhältniswert  $\vartheta$  hängt nur von der Massenord-nung und von der Luftdichte ab. Die zweiten Glieder stellen die Wirkung der mitschwingenden Luftmassen dar.

Es sind folgende drei Grenzfälle zu betrachten:

1.  $n_0 = 0$ , freie Drehung um die Achse  $P$   
 $\frac{A}{B} = \vartheta$ , Phasenwinkel  $\varphi = \pi$
2.  $n_0 = n$ , erzwungene Frequenz = Eigendrehfrequenz  
 $\frac{A}{B} = \vartheta g$ , Phasenwinkel  $\varphi = \frac{\pi}{2}$
3.  $n_0$  sehr groß, große Drillsteifigkeit  
 $\frac{A}{B} \sim \vartheta \cdot \frac{n_0^2}{n^2} \sqrt{1 + g^2}$ , Phasenwinkel  $\varphi \sim g$

Ähnliches gilt für eine Platte mit angeschlossenem Ruder, welches um die Ruderachse drehbar gefedert ist. Die erzwungene Amplitude der Ruderachse sei  $A_R \cdot l$ , s. Abb. 16. Das Amplitudenverhältnis der erzwungenen Schwingung ist

$$\left. \begin{aligned} \frac{A_R}{C} &= \vartheta_R \cdot \left( \frac{n_0^2}{n^2} e^{i\varphi} - 1 \right) \\ \vartheta_R &= \frac{m_R k_R^2 + \rho l^4 b_q \cdot \frac{\Phi_{12}}{4 \pi}}{m_R s_R l + \rho l^4 b_q \left( \frac{A}{A_R} \cdot \frac{\Phi_4}{2} + \frac{B}{A_R} \cdot \frac{\Phi_7}{4} \right)} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (15)$$

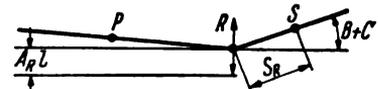


Abb. 16. Ruderschwingung.

Für das Amplitudenverhältnis erhält man in den drei Grenzfällen Werte, welche den oben angegebenen ent-sprechen. Für die Anfachung kommen besonders die zwischen den Grenzfällen 1 und 2 liegenden Fälle in Be-tracht, in denen der Phasenwinkel im 2. Quadranten liegt, also dem optimalen Phasenwinkel sich nähert, der fast stets im 3. Quadranten liegt. Dies kommt in der Erfahrung zum Ausdruck, daß das Flattern in der Regel entweder anti-symmetrisch erfolgt, also sozusagen mit freischwingenden Rudern, oder symmetrisch mit einer Frequenz, die oberhalb der Eigendrehfrequenz der Ruder liegt.

Die aus dem Schüttelversuch erhaltenen Werte des Amplitudenverhältnisses sind durchweg kleiner als nach Grenzfall 1, da die Elastizität der Steuerzüge die Schwin-gungsform nach dem Grenzfall 2 hin verschiebt.

Besonders zu erwähnen ist, daß man auch dann noch endliche Werte von  $\vartheta_R$  erhält, wenn der Ruderschwerpunkt in der Drehachse liegt, weil die mitschwingenden Luft-massen ein Massenkopplungsmoment ausüben. Dadurch wird es verständlich, daß auch Ruder mit sehr geringer statischer Schwerpunktrücklage noch anfachend wirken können (vgl. Abschn. III, 1, g, h, c).

Für die bisher übliche und auch für die im folgenden empfohlene neue Methode des Abschätzens der kritischen Geschwindigkeit aus den Ergebnissen eines Schüttelversuchs ist es von großer Bedeutung zu wissen, ob das Flattern in annähernd derselben Schwingungsform erfolgt wie die Schwingung gleicher Frequenz im Stand.

Einen Überblick erhalten wir bereits, wenn wir das Flügelende als einfaches Masse-Federsystem betrachten.

Setzen wir die Drehung des Flügelendes um die Knotenlinie

$$\beta = B e^{i \nu t},$$

worin die Amplitude  $B$  reell sei, so ist das Massenkraftmoment

$$\Theta \frac{d^2 \beta}{dt^2} = -\Theta B \nu^2 e^{i \nu t},$$

das Federungsmoment

$$f_0 e^{i g} \cdot \beta = f_0 B e^{i \nu t + i g},$$

das Anregungsmoment

$$= M e^{i \nu t}.$$

Bei stationärer Schwingung muß die Summe dieser drei Momente dauernd verschwinden. Es muß also sein:

$$-m B \nu^2 + f_0 B e^{i g} + M = 0.$$

Zerlegen wir diese Gleichung in den reellen und den imaginären Bestandteil, so erhalten wir:

$$\begin{aligned} -\Theta B \nu^2 + f_0 B \cos g + M' &= 0 \\ i f_0 B \sin g + i M'' &= 0. \end{aligned}$$

Die aerodynamische Anregung könnte nun so erfolgen, daß die »Blindkomponente«  $M' = 0$  ist. Dann würde sich die Schwingungsfrequenz mit aerodynamischer Anregung überhaupt nicht von der Eigenfrequenz und der mit  $M' = 0$  erfolgenden Schüttelfrequenz unterscheiden. Bei der wirklichen aerodynamischen Anregung ist im allgemeinen  $M' < 0$ . Der für die Anregung günstigste Phasenwinkel liegt in der Regel im 3. Quadranten, wie unten gezeigt wird. Dadurch wird die Schwingungsfrequenz vermindert. Andererseits wächst die Frequenz mit der Flughöhe, weil die mit den Flügeln mitschwingende Luftmasse bei abnehmender Luftdichte sich vermindert.

Man begeh bei der Abschätzung keinen großen Fehler, wenn man den Phasenwinkel des anregenden Moments  $\varphi \sim 225^\circ$  annimmt, also

$$M' = M'' = -f_0 A \sin g$$

setzt. Für 12 Flügel ist im Mittel  $\sin g \sim 0,06$ . Die Frequenzänderung ist in diesem Falle  $-3\%$ , liegt also noch innerhalb der Resonanzbreite  $\Delta n$ . Daß diese Annahmen größenordnungsmäßig sich mit der Wirklichkeit decken, insbesondere bei gekoppelten Flügel- und Ruderschwingungen, konnte durch Modellversuche und durch Messungen im Fluge in mehreren Fällen nachgewiesen werden.

Größere Blindkomponenten und damit größere Abweichungen der Frequenz sind dann zu erwarten, wenn die Dämpfung groß ist und wenn der Phasenwinkel der Anregung in der Nähe von  $180^\circ$  bzw.  $360^\circ$  liegt. Dies ist z. B. der Fall bei Modellflügeln ohne Ruder, die nicht dynamisch ähnlich gebaut sind, große Reibungsdämpfung haben und mit niedriger reduzierter Frequenz schwingen. Der Grenzfall ist die »Schwingung« mit der Frequenz 0, das aperiodische Auskippen des Flügels infolge statischer Torsionsinstabilität. Dann ist

$$M' = -f_0 B \cos g.$$

Das an Flugzeugflügeln bisher beobachtete Flattern liegt jedoch so weit von diesem Grenzfall ab, daß man die Annahme gleicher Schwingungsformen beim Flattern und im Schüttelversuch als eine gute Annäherung betrachten kann. Vorausgesetzt ist dabei selbstverständlich, daß der Schüttelversuch nicht nur mit einer Erregungsart ausgeführt wird, da z. B. symmetrische Schwingungen bei antisymmetrischer Erregung unklar oder überhaupt nicht in Erscheinung treten. Ferner darf man nicht erwarten, daß Schwingungsformen, die auf aerodynamischer Kopplung beruhen, im Schüttelversuch nachahmbar sind.

### 5. Schwingungskriterium.

Flügelflattern mit konstanter Amplitude erfolgt dann, wenn die Dämpfungsleistung gleich der zugeführten aerodynamischen Leistung ist, also wenn

$$L_m + L_{dm} = 0 \dots \dots \dots (16)$$

Setzt man zur Vereinfachung noch  $A' = \bar{A}$ ,  $A'' = 0$ , so erhält man als Bedingungsgleichung für das Flattern mit konstanter Amplitude aus den Gl. (6), (12), (16):

$$\begin{aligned} \bar{A}^2 (l_1 + \omega d_r) + \bar{B}^2 (l_2 + \omega 0,4 d_r) + \bar{C}^2 (l_3 + \omega d_n) \\ + \bar{A} B' l_4 + \bar{A} B'' l_5 + \bar{A} C' l_6 + \bar{A} C'' l_7 \\ + (B' C' + B'' C'') l_8 + (B' C'' - B'' C') l_9 = 0 \end{aligned} \quad (17)$$

Da beim Schüttelversuch hauptsächlich die Schwingungsamplituden gemessen werden, ist es zweckmäßig, die Amplituden  $\bar{B}$  und  $\bar{C}$  als unabhängige Variable zu betrachten und zu setzen:

$$\begin{aligned} B' &= \bar{B} \cos \varphi & C' &= \bar{C} \cos \psi \\ B'' &= \bar{B} \sin \varphi & C'' &= \bar{C} \sin \psi \end{aligned}$$

Die Phasenwinkel  $\varphi$ ,  $\psi$  sind so zu bestimmen, daß die Leistung einen Extremwert hat. Durch partielle Differentiation der Gl. (10) nach  $\varphi$  und  $\psi$  erhält man die Bedingungen

$$\left. \begin{aligned} \bar{A} (-l_4 \sin \varphi_0 + l_5 \cos \varphi_0) + \bar{C} \\ [l_5 \sin (\psi_0 - \varphi_0) - l_9 \cos (\psi_0 - \varphi_0)] = 0 \\ \bar{A} (-l_6 \sin \psi_0 + l_7 \cos \psi_0) - \bar{B} \\ [l_8 \sin (\psi_0 - \varphi_0) - l_9 \cos (\psi_0 - \varphi_0)] = 0 \end{aligned} \right\} \dots (18)$$

Aus Gl. (17) und (18) kann man die Grenzwerte der Amplituden  $\bar{B}$  und  $\bar{C}$  als Funktionen der reduzierten Frequenz berechnen. Die Berechnung ist für drei Freiheitsgrade allerdings etwas umständlich.

Einfachere und übersichtlichere Ergebnisse erhält man, wenn man sich auf zwei Freiheitsgrade beschränkt. Diese Beschränkung ist besonders dann zulässig, wenn das Ruder die Hauptursache des Flatterns bildet und der übrige Flügel nur mitschwingt. Die dabei sich einstellende Schwingungsform des Flügels hat sozusagen nur einen Freiheitsgrad. Der Flügel dreht sich dabei um irgendeine feste Knotenlinie ähnlich wie beim Schüttelversuch. Dies konnte auch bei Modellversuchen beobachtet werden. Im folgenden werden vier Arten von Schwingungen mit zwei Freiheitsgraden untersucht.

1.  $\bar{C} = 0$ , Flügelbiegung + Flügeldrehung,
2.  $\bar{B} = 0$ , Flügelbiegung + Ruderdrehung,
3.  $\bar{A} = 0$ , Flügeldrehung um vorderen Neutralpunkt + Ruderdrehung,
4.  $\bar{A} = -B'$ ,  $B'' = 0$  Flügeldrehung um hinteren Neutralpunkt + Ruderdrehung.

Man erhält nach Einsetzen der Extrembedingungen Gl. (18) in Gl. (17):

$$\left. \begin{aligned} 1. \bar{A}^2 (l_1 + \omega d_r) + \bar{B}^2 (l_2 + \omega 0,4 d_r) - \bar{A} \bar{B} \sqrt{l_4^2 + l_5^2} = 0 \\ \sin \varphi_0 = -\frac{l_4}{\sqrt{l_4^2 + l_5^2}}, \quad \cos \varphi_0 = -\frac{l_5}{\sqrt{l_4^2 + l_5^2}} \\ 2. \bar{A}^2 (l_1 + \omega d_r) + \bar{C}^2 (l_3 + \omega d_n) - \bar{A} \bar{C} \sqrt{l_6^2 + l_7^2} = 0 \\ \sin \psi_0 = -\frac{l_6}{\sqrt{l_6^2 + l_7^2}}, \quad \cos \psi_0 = -\frac{l_7}{\sqrt{l_6^2 + l_7^2}} \\ 3. \bar{B}^2 (l_2 + \omega 0,4 d_r) + \bar{C}^2 (l_3 + \omega d_n) - \bar{B} \bar{C} \sqrt{l_8^2 + l_9^2} = 0 \\ \sin \chi_0 = -\frac{l_8}{\sqrt{l_8^2 + l_9^2}}, \quad \cos \chi_0 = -\frac{l_9}{\sqrt{l_8^2 + l_9^2}} \\ 4. \bar{B}^2 (l_1 + l_2 - l_4 + \omega 1,4 d_r) + \bar{C}^2 (l_3 + \omega d_n) \\ - \bar{B} \bar{C} \sqrt{(l_8 - l_6)^2 + (l_9 - l_7)^2} = 0 \\ \sin \chi_0 = -\frac{l_8 - l_6}{\sqrt{(l_8 - l_6)^2 + (l_9 - l_7)^2}} \\ \cos \chi_0 = -\frac{l_9 - l_7}{\sqrt{(l_8 - l_6)^2 + (l_9 - l_7)^2}} \end{aligned} \right\} (19)$$

Außer  $l_9$  sind sämtliche Leistungsbeiwerte stets positiv. Die optimalen Phasenwinkel liegen daher in der Regel im 3. Quadranten. Für die Schwingungsart 2 geht der optimale Phasenwinkel bei  $\omega \sim 0,5$  vom 2. in den 3. Quadranten über; für die Schwingungsart 4 bei  $\omega = 1,5$  vom 4. in den 3. Quadranten.



**6. Leistungskennbilder.**

Um den Einfluß der Dämpfung auf das Flattern abzugrenzen, wurden der Rechnung folgende äußersten Werte zugrunde gelegt:

$$\begin{matrix} d_F = 0 & 0,25 & 1,25 \\ d_R = 0 & 0,0025 & 0,025 \end{matrix}$$

Die Werte  $d = 0$  haben nur theoretisches Interesse. Die entsprechenden Kurven geben an, in welchem Gebiet überhaupt Leistungsaufnahme möglich ist.

Für die vier Schwingungsarten ergeben sich schließlich Leistungskennbilder, welche je vier Kurven für die verschiedenen Dämpfungswerte enthalten. Als Abszisse dient der Logarithmus des Amplitudenverhältnisses, als Ordinate der Kehrwert der reduzierten Frequenz.

$$\frac{1}{\omega} = \frac{v}{v_l}$$

Im folgenden werden die Leistungskennbilder Abb. 17 bis 23 den Erfahrungstatsachen gegenübergestellt.

a) Schwingungsart: Flügelbiegung und Flügel-drehung.

Aus Abb. 17 ersieht man, daß die beste Anfachungsbedingung beim Amplitudenverhältnis  $A/B = 0,9$  vorhanden ist. Dem entspricht ungefähr eine rein elastische Schwingung um den hinteren Neutralpunkt, d. h. mit der Knotenlinie in  $\frac{3}{4}$  Flügeltiefe.

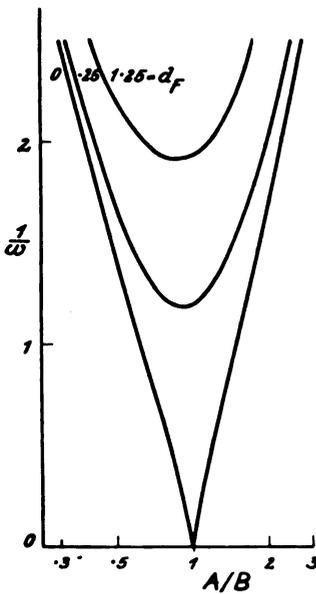


Abb. 17. Flügelbiegung und Flügeldrehung.

Bezogen auf die Flügeltiefe  $t = 1,70$  m ergab die Rechnung in 2. Näherung die reduzierte Frequenz  $\omega = 0,45$ .

Die Drillsteifigkeit des dicken, freitragenden Junkersflügels ist so groß, daß die kritische Geschwindigkeit auch dann noch oberhalb des Betriebsbereichs läge, wenn die reduzierte Frequenz doppelt so groß wäre.

b) Schwingungsart: Flügelbiegung und Ruder-drehung.

Diese Schwingungsart ist insbesondere bei den Baumustern He 46, KL 1A, AC 12E, Do 12, M 28 als vorherrschend beobachtet worden.

Abb. 18 und 19 sind für die Rudertiefen  $\tau = 0,15$  und  $0,25$  berechnet und zeigen zunächst, daß der Anfachungsbereich kleiner wird, wenn die Rudertiefe wächst. Die Schwerpunktrücklage des Ruders beeinflusst nach Gl. (15) das Amplitudenverhältnis. Die reduzierte Frequenz ist um so höher, je kleiner das Amplitudenverhältnis und je größer die Schwerpunktrücklage ist, steigt jedoch nur bis zum Wert  $\omega \sim 2$  bei sehr geringer Dämpfung und

Auch bei sehr geringer Dämpfung  $d_F = 0,25$  wird die reduzierte Frequenz

$$\omega_n = 0,85$$

nicht überschritten. Man kann diesen Wert daher als obere praktische Grenze betrachten. Bei größerer Dämpfung, wie sie besonders an Modellen vorkommt, liegt die obere Grenze bereits bei

$$\omega = 0,52.$$

Im Bereich  $\omega = 0,52 \div 0,85$  hat man also in besonders ungünstigen Fällen mit Biegungs-Torsions-Flattern zu rechnen. Für das Muster Junkers A 20 ist dieses Flattern genauer analytisch untersucht worden (Schrifttum 17, S. 330). Der Trapezflügel hat innen  $2,36$  m Flügeltiefe, im äußeren stark schwingenden Flügelteil etwa  $1,70$  m.

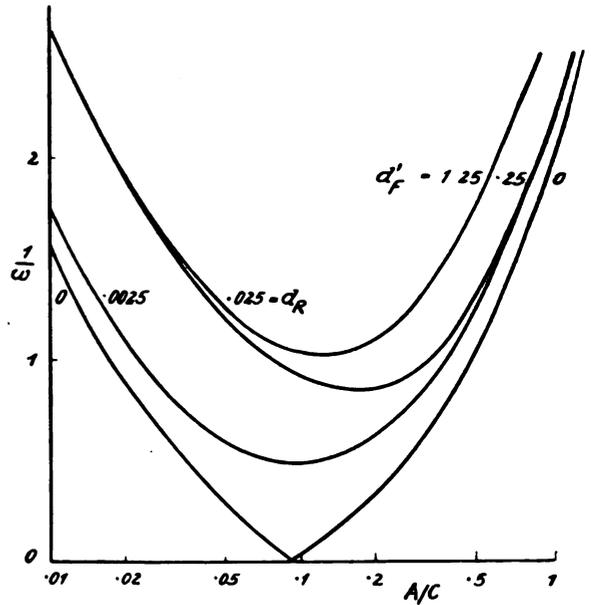


Abb. 18. Flügelbiegung und Ruder-drehung,  $\tau = 0,15$ .

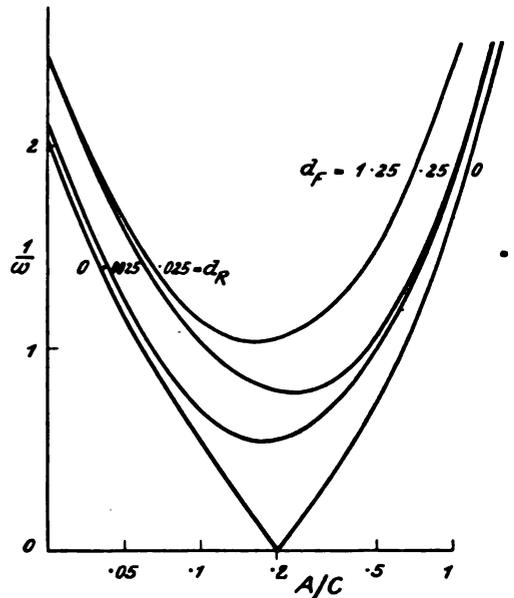


Abb. 19. Flügeldrehung und Ruder-drehung,  $\tau = 0,25$ .

$\omega \sim 1$  bei sehr großer Dämpfung. Praktisch kommen immer nur die rechtsseitigen Kurvenäste in Betracht, da das Amplitudenverhältnis der Flatterschwingung nicht unterhalb eines bestimmten Wert sinken kann, der durch die konstruktiv bedingte Massenverteilung eines nicht ausgewuchteten Querruders gegeben ist. Man kann  $A/C = 0,2 \div 0,3$  als praktische Grenze ansehen.

Bei kleinem Amplitudenverhältnis hat die Ruder-dämpfung bedeutenden Einfluß auf die reduzierte Frequenz. Bei  $A/C = 0,25$  steigt z. B.  $\omega$  von  $1,13$  auf  $1,4$ , wenn die Ruder-dämpfung von einem anfänglichen hohen Wert  $0,025$  auf den Restwert  $0,0025$  sinkt. Das Flattern hält also an, bis die Geschwindigkeit auf  $80\%$  des Anfangswertes gesunken ist.

Führt man die für einige Flugzeuge berechneten  $\theta$ -Werte in die Leistungskennbilder ein, so erhält man  $\omega$ -Werte, welche mit den beobachteten in gleicher Größenordnung liegen. Da die Interpolation für die verschiedenen Rudertiefen und Dämpfungen an Hand der Abb. 18, 19 nur unvollkommen möglich ist, kann man eine bessere Übereinstimmung erzielen, wenn man für jedes Flugzeug an Hand der im Schüttelversuch gewonnenen Dämpfungswerte und Amplitudenverhältnisse eine besondere Leistungskurve

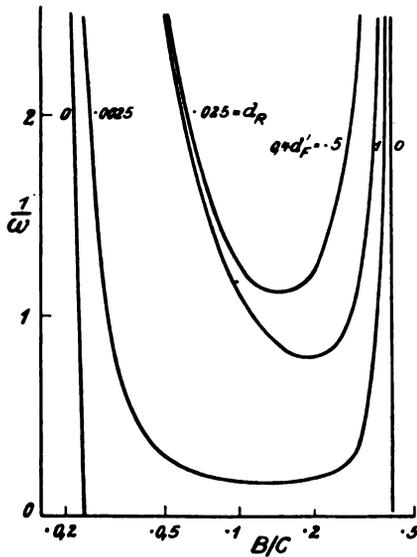


Abb. 20. Flügeldrehung um vorderen Neutralpunkt und Ruderdrehung,  $\tau = 0,15$ .

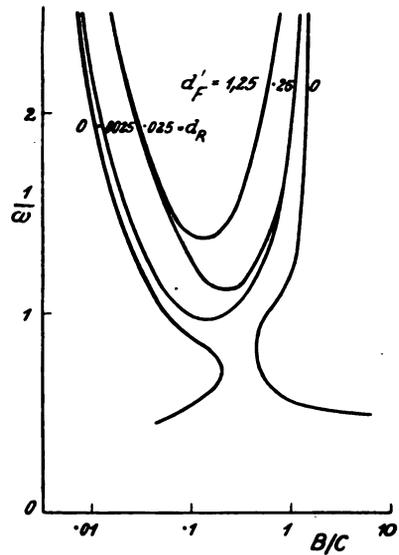


Abb. 22. Flügeldrehung um hinteren Neutralpunkt und Ruderdrehung,  $\tau = 0,15$ .

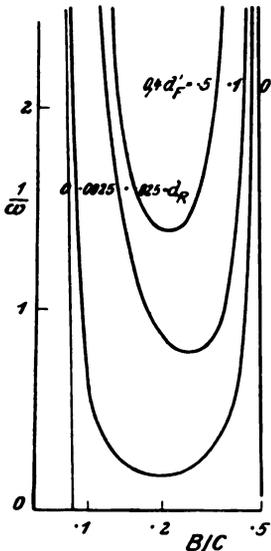


Abb. 21. Flügeldrehung um vorderen Neutralpunkt und Ruderdrehung,  $\tau = 0,25$ .

berechnet und daraus den  $\omega$ -Wert entnimmt. Wesentlich ist hier besonders die richtige Wiedergabe des Dämpfungseinflusses und der Schwerpunktrücklage auf den Flattervorgang.

c) Schwingungsart: Flügeldrehung um den vorderen Neutralpunkt und Ruderdrehung.

Diese Schwingungsart liegt annähernd vor bei den Baumustern DP9, He 8, He 60, L102, S 24. Aus dem Umstande, daß 80% dieser Baumuster Totalbruch erlitten, geht schon hervor, daß die vorliegende Schwingungsart die weitaus gefährlichste ist. Aus den Leistungskennbildern Abb. 20, 21 ersieht man, daß bei geringer Dämpfung außerordentlich hohe Werte der reduzierten Frequenz erreichbar sind. Sinkt die Ruderdämpfung von einem

hohen Anfangswert nach Einleitung des Flatterns auf einen kleinen Restwert, so steht ein großer Leistungsüberschuß zur Verfügung, der zum völligen Bruch führen muß.

Von besonderem Interesse ist, daß derartige Flattern nur in einem begrenzten Bereich des Amplitudenverhältnisses möglich ist. Als praktische obere Grenze erhält man bei den Rudertiefen

$$\begin{aligned} \tau = 0,15 & \quad B/C \leq 0,37 \\ \tau = 0,25 & \quad B/C \leq 0,45. \end{aligned}$$

Dies würde eine gewisse Mindestgröße der Schwerpunktrücklage des Ruders voraussetzen.

Ein Ruder mit den nicht ungewöhnlichen Konstruktionsdaten  $\tau = 0,15$ ;  $k_R = 0,12 l$ ;  $s_R = 0,06 l$ ;  $m_R = 0,25 \pi \rho l^2 b_q$  hat z. B. nach Gl. 15 freischwingend das Amplitudenverhältnis

$$\frac{B}{C} = \frac{1}{1,2} \cdot \frac{A_R}{C} = 0,192.$$

Dieser Wert liegt nach Abb. 20 gerade bei dem Minimum der kritischen Geschwindigkeit für kleine Flügeldämpfung und ergibt  $\omega = 1,25$ . In der Nähe des Amplitudenverhältnisses  $B/C = 0,2$  sind auch bei stärkster Dämpfung Werte der reduzierten Frequenz bis  $\omega = 0,9$  möglich. Bei kleiner Dämpfung sind sehr hohe  $\omega$ -Werte möglich, die am Baumuster L 102 zu Ende des Flatterns tatsächlich beobachtet worden sind.

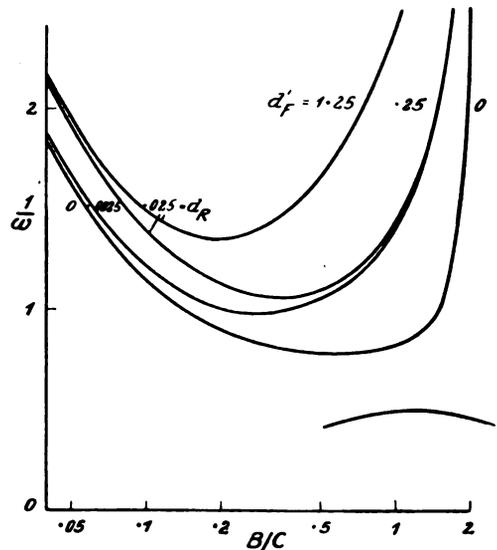


Abb. 23. Flügeldrehung um hinteren Neutralpunkt und Ruderdrehung,  $\tau = 0,25$ .

d) Schwingungsform: Flügeldrehung um den hinteren Neutralpunkt + Ruderdrehung.

Bei dieser Schwingungsform sind auch bei geringer Dämpfung größere Werte der reduzierten Frequenz als  $\omega \sim 1,0$  nicht möglich (s. Abb. 22, 23). Diese Schwingungsform ist daher weniger gefährlich.

Das oben als Beispiel gewählte Ruder ergibt erst bei doppelter Schwerpunktrücklage  $s_R = 0,12 l$  ein Amplitudenverhältnis

$$\frac{B}{C} = \frac{1}{0,2} \cdot \frac{A_R}{C} = 0,89,$$

das in Abb. 22 den rechten Kurvenast für kleine Flügeldämpfung bei  $\omega = 0,62$  schneidet. Bei kleinerer Schwerpunktrücklage könnte dieser Wert nur dann erreicht werden, wenn gleichzeitig eine Vergrößerung der Amplitude  $C$  durch Resonanz der Steuerzüge erfolgt.

### 7. Anwendung auf ein praktisches Beispiel.

Die vorstehenden Leistungskennbilder sollten einen Überblick über die neue Methode der Abschätzung der kritischen Geschwindigkeit liefern. In konkreten Fällen hat man es meistens mit Schwingungen zu tun, bei denen die Flügelnutenlinie weder der 3. noch der 4. Art der berechneten Beispiele genau entspricht. Auch die Rudertiefen variieren

in einem größeren Bereich. Man kann jedoch auf Grund der in Zahlentafel III und IV enthaltenen Zahlenwerte und der im Schüttelversuch gemessenen Dämpfungsleistung für jeden konkreten Fall ein besonderes Leistungskennbild ohne große Mühe berechnen.

Hat man z. B. im Schüttelversuch gefunden, daß die Flügelknotenlinie im äußeren Flügelteil in  $\frac{3}{4}$  Flügeltiefe, d. h. im hinteren Neutralpunkt liegt, daß die Ruderdrehamplitude  $C$  (Winkelamplitude) gleich der zweifachen Flügeldrehamplitude  $B$  ist und daß die Flügeldämpfungskennzahl  $d_r = 0,25$  ist, so folgt aus Abb. 23 für  $B/C = 05$

$$\frac{1}{\omega} = 1,06 \div 1,10,$$

$$\omega = 0,94 \div 0,91,$$

je nachdem, welchen Wert die Ruderdämpfung  $d_r$  hat. In diesem Falle hat die Ruderdämpfung, wie man sieht, überhaupt nur geringen Einfluß auf die reduzierte Frequenz. In Wirklichkeit wird die reduzierte Frequenz unterhalb der aus dem Kennbild ermittelten Werte liegen, da die Annahme günstigsten Phasenwinkels nicht genau zutreffen wird. Man kann jedoch auf diese Weise die niedrigste, bei der beobachteten Schwingungsform überhaupt mögliche kritische Geschwindigkeit abschätzen, was mitunter wertvoll sein kann.

Vorbeugungsmaßnahmen gegen Flügelflattern, insbesondere Auswuchtung der Querruder, kommen dadurch zum Ausdruck, daß im Schüttelversuch die Ruderdrehamplitude  $C$  klein bleibt. Das Amplitudenverhältnis  $B/C$  kann dabei leicht über 1 wachsen, so daß bei einer in  $\frac{1}{4}$  Flügeltiefe liegenden Knotenlinie überhaupt kein Flattern möglich ist (s. Abb. 20, 21), oder daß jedenfalls ein wesentlich höherer Wert  $1/\omega$  auf dem rechten Kurvenzweige der Abb. 18, 19, 22, 23 sich einstellt.

### V. Verhütung des Flatterns.

Die im vorigen Abschnitt erörterten Bedingungen, betreffend die Schwingungsform, das Amplitudenverhältnis und die Dämpfung, sind notwendige, aber keine hinreichenden Bedingungen für das Flattern. Die hiernach abgeschätzten kritischen Geschwindigkeiten liegen also nach der sicheren Seite. Bei der Leistungsberechnung wurde die Voraussetzung gemacht, daß die optimalen Phasenwinkel sich einstellen. Diese Bedingung wird erfahrungsgemäß in vielen Fällen nahezu erfüllt, insbesondere bei Ruder-schwingungen. Es sind jedoch auch Fälle denkbar, in denen der Phasenwinkel nicht einmal annähernd den optimalen Wert annehmen kann und in denen überhaupt kein Flattern möglich ist, selbst wenn die im Schüttelversuch gemessenen Schwingungsformen dies erwarten lassen.

Die Leistungsbetrachtung konnte nur deshalb die im Verhältnis zur exakten Behandlung einfache Form annehmen, weil die elastischen Kräfte und die Massenkräfte und die Art ihrer Verteilung aus der Betrachtung herausfielen. Für die Größe des Phasenwinkels sind diese Kräfte jedoch keineswegs gleichgültig. Man kann z. B. nachweisen, daß mit den Freiheitsgraden Biegung und Flügeldrehung Flattern nur dann möglich ist, wenn das Produkt

$$m \cdot s > \frac{\pi \rho t^3}{16} \dots \dots \dots (20)$$

ist, wobei  $m$  die Flügelmasse je Längeneinheit der Spannweite und  $s$  die Rücklage des Schwerpunktes des betrachteten Flügелеlements hinter dem Neutralpunkt bedeutet. Hat man also einen freitragenden geraden Flügel ohne Ruder, so braucht man nur die Schwerpunkte der einzelnen Flügelschnitte in die Nähe der Neutralpunkte zu legen, um Flügelflattern bei jeder Luftdichte  $\rho$  zu verhüten. Derartige Flügel, allerdings mit Rudern, hat z. B. das Muster M 20.

Der größere Teil der in Abschnitt III beschriebenen Fälle von Flattern hätte sich wahrscheinlich verhüten lassen bei sorgfältiger Auswuchtung der Querruder. Auf diese Maßnahme haben zuerst v. Baumhauer und Koning [3] 1923 hingewiesen, und sie ist seitdem im Schrifttum oft behandelt worden. Tatsache ist jedoch, daß fast alle älteren

Flugzeugmuster unausgewuchtete Querruder haben und daß früher bei den verhältnismäßig geringen Fluggeschwindigkeiten Flattern seltener und weniger gefährlich war.

Andererseits erfordert ein nachträglicher Massenausgleich der Querruder einen Gewichts-aufwand bis zu 0,5% des Fluggewichts und erhöht den Widerstand des Flugzeugs. Von einer nachträglichen Umänderung aller vorhandenen Flugzeuge mußte daher aus begreiflichen Gründen abgesehen werden, zumal die Notwendigkeit dieser Maßnahme für die älteren Muster nicht so sehr auf der Hand lag.

Für die neuen Muster wurde der Massenausgleich seitens des DLA anfangs empfohlen, später in die Bauvorschriften für Flugzeuge aufgenommen. Ein von vornherein auf Massenausgleich konstruiertes Querruder ist nur wenig schwerer als ein ohne Massenausgleich konstruiertes. Das Ziel des Massenausgleichs ist eine Verminderung der Ruderdrehamplitude auf einen unschädlichen Betrag bei allen für das Flattern in Frage kommenden Schwingungsformen. Bei Schwingungsformen entsprechend Abb. 22, 23 kann bereits ein *„teilweiser Massenausgleich“* nützlich sein.

In anderen Fällen muß man jedoch völlig und sorgfältig ausgleichen, da eine Änderung der Ruderdrehamplitude um eine Zehnerpotenz erforderlich ist, um aus dem Bereich des Minimums der kritischen Geschwindigkeit herauszukommen, wie die oben untersuchten Kennbilder lehren. Dieser Umstand ist bisweilen nicht genügend beachtet worden.

Es ist zu empfehlen, den Erfolg dieser Maßnahmen durch einen Schüttelversuch nachzuprüfen. Denn es kann vorkommen, daß auch nach völligem Massenausgleich noch Ruderschwingungen entstehen. Mögliche Ursachen hierfür sind:

1. Massenkopplung durch die mitschwingende Luftmasse, insbesondere bei engem Spalt zwischen Flügel und Querruder und fehlendem aerodynamischem Ausgleich der Querruder;
2. Kinematische Kopplung bei verwickeltem und unklarem statischem Aufbau der Zelle;
3. ungenügende Drillsteifigkeit der Querruder;
4. Eigenschwingung des elastischen Systems Backbordruder—Steuerzüge—Steuerbordruder.

Besonders gefährlich ist die letztgenannte Schwingung, wenn sie mit einer symmetrischen Eigenschwingung der Flügel zusammenfällt. In der Nähe der Resonanzstelle ändert sich der Phasenwinkel der Querruderschwingung gegen die Flügelschwingung stark mit der Frequenz, so daß der für das Flattern günstigste Phasenwinkel sich leicht einstellen kann. Abhilfe bringt hier die Änderung der Eigenfrequenz der Querrudersteuerung oder der Einbau einer künstlichen Dämpfung des Ruderausschlages.

Einige der oben behandelten Fälle lehren jedenfalls, daß auch Querruder, die weitgehenden oder praktisch völligen Massenausgleich haben, gelegentlich zum Flattern Anlaß geben können. Es scheint allerdings, daß in solchen Fällen die reduzierte Frequenz niedriger als durchschnittlich liegt, daß also  $\omega < 0,9$  ist.

Um die Querruder hinsichtlich des Flatterns als nicht vorhanden betrachten zu können, müßten sie außer der Schwingungsfreiheit im Stand noch einen wenigstens im Bereich kleiner Anstell- und Ruderwinkel vollkommenen aerodynamischen Ausgleich haben. Es läßt sich theoretisch nachweisen, daß andernfalls die Zirkulation eine rein aerodynamische Kopplung herbeiführen kann, welche die kritische Geschwindigkeit gegenüber der des Biegungs-Torsions-Flatterns des Flügels herabsetzt.

Sind alle diese Bedingungen zur Verhütung von Querruderschwingungen erfüllt, so würde die Verschiebung der Schwereachse der Flügel in die Nähe der Neutralachse praktisch ausreichen, um Flügelflattern überhaupt zu verhindern. Dabei muß allerdings vorausgesetzt werden, daß die Neutralachse geradlinig verläuft und daß allgemein die zweidimensionale Theorie des Flügelflatterns im wesentlichen zutrifft, was man bei verwickelten Tragwerkformen nicht

ohne weiteres erwarten darf. Die Steifigkeit der Flügel könnte bei einem derartig durchgebildeten Flugzeug beliebig klein sein, wenn nicht noch andere untere Grenzen für die Steifigkeit vorhanden wären.

Eine derartige Verhütung des Flatterns erfordert jedoch eine ganze Reihe konstruktiver Maßnahmen so einschneidender Art, daß sie in vielen Fällen gleichbedeutend mit einer völligen Abkehr von bisher in anderer Hinsicht bewährten Bauarten sein würde. Angesichts dieses Umstandes erschien die Erhöhung der Steifigkeit der Flügel, so lange sie mit erträglichem Gewichtsaufwand möglich ist, als das kleinere Übel. Daher beschränkte man sich anfangs auf diese Maßnahme. Erhöhung der Steifigkeit führt zu höheren Schwingungsfrequenzen der Flügel und damit zu höherer kritischer Geschwindigkeit. Das Flattern wird hierdurch also nicht gänzlich verhütet, sondern in einen Geschwindigkeitsbereich verschoben, der oberhalb der praktisch erreichbaren Höchstgeschwindigkeit liegt. Bei dieser Maßnahme sprach der Umstand mit, daß eine gewisse Mindeststeifigkeit der Flügel ohnehin erforderlich ist, um statische Torsionsinstabilität und Umkehr der Querruderwirkung bei hoher Fluggeschwindigkeit zu vermeiden.

Bei weiterer Steigerung der Geschwindigkeit langt man jedoch an einem Punkte an, von dem aus die einfache Steigerung der Steifigkeit gewichtmäßig nicht mehr tragbar ist und man zu einer Kombination aller bekannten Mittel zur Verhütung des Flatterns gezwungen sein wird.

#### VI. Zusammenfassung.

Es wird ein Überblick über die bisherigen theoretischen und experimentellen Arbeiten gegeben, welche das Flügelflattern betreffen. 13 an Flugzeugen beobachtete Fälle von Flügelflattern werden mitgeteilt. Als unmittelbare Ursache des Flatterns kann in den meisten Fällen das nicht ausgewuchtete Querruder angesehen werden.

Unter der nach der sicheren Seite liegenden Annahme, daß das Flattern mit dem für die Anregung günstigsten Phasenwinkel wesentlich nur in zwei Freiheitsgraden erfolgt, kann die niedrigste kritische Geschwindigkeit unter Benutzung der Ergebnisse eines Schüttelversuches abgeschätzt werden. Es werden Maßnahmen zur Erhöhung der kritischen Geschwindigkeit und zur gänzlichen Verhütung des Flatterns erörtert.

#### VII. Schrifttum.

- [1.] Luftwissen (1934), S. 25, ARC-Rep. & Mem. Nr. 1527 (1933).
- [2.] Blasius, Über Schwingungserscheinungen an einholmigen Unterflügeln, Z. Flugtechn. Motorluftsch., Jg. 16 (1925), Nr. 3, S. 39.
- [3.] v. Baumhauer und Koning, Onstabile Trillingen vaan een draagvlak-klap system, Verslagen en verhandeligen vaan den rijksstudiedienst voor de Luchtvaart, Rapport A 48, Amsterdam, Deel II-1923.
- [4.] Blenk und Liebers, Gekoppelte Torsionsschwingungen von Tragflügeln, Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 16 (1925), Nr. 23, S. 479.
- [5.] Blenk und Liebers, Flügelschwingungen freitragender Eindecker, Jb. dtsh. Versuchsanst. Luftf. (1928), S. 63.
- [6.] Blenk und Liebers, Gekoppelte Biegungs-Torsions- und Querruderschwingungen von freitragenden und halbfreitragenden Flügeln, Jb. dtsh. Versuchsanst. Luftf. (1929), S. 257.
- [7.] Bairstow, The theory of wing flutter, ARC-Rep. & Mem. Nr. 1041 (1925).
- [8.] Frazer, An investigation on wing flutter, ARC-Rep. & Mem. Nr. 1042 (1926).
- [9.] Frazer and Duncan, The flutter of aeroplane wings, ARC-Rep. & Mem. Nr. 1155 (1928).
- [10.] Frazer and Duncan, A brief survey if wing flutter with an abstract of design recommendations ARC-Rep. & Mem. Nr. 1177 (1928).
- [11.] Frazer and Duncan, Wing flutter as influenced by the mobility of the fuselage, ARC-Rep. & Mem. Nr. 1207 (1929).
- [12.] Frazer and Duncan, Conditions for the prevention of flexural-torsional flutter of an elastic wing, ARC-Rep. & Mem. Nr. 1217 (1928).
- [13.] Duncan, The wing flutter of biplanes, ARC-Rep. & Mem. Nr. 1227 (1929).
- [14.] Hesselbach, Über die gekoppelten Schwingungen von Tragflügel und Verwindungsklappe, Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 18 (1927), Nr. 20, S. 465.
- [15.] Birnbaum, Das ebene Problem des schlagenden Flügels, Z. angew. Math. Mech., Bd. 4 (1924), Nr. 4, S. 277.
- [16.] Birnbaum, Der Schlagflügelpropeller und die kleinen Schwingungen elastisch befestigter Tragflügel. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 15 (1924), Nr. 11/12, S. 128.
- [17.] Küssner, Schwingungen von Flugzeugflügeln, Jb. dtsh. Versuchsanst. Luftf. (1929), S. 313.
- [18.] Glauert, The force and moment on an oscillating aerofoil, ARC-Rep. & Mem. Nr. 1242 (1929).
- [19.] Duncan and Collar, Resistance derivatives of flutter theory, ARC-Rep. & Mem. Nr. 1500 (1932).
- [19a] Theodorsen, General theorie of aerodynamic instability and the mechanism of flutter, NACA Rep. Nr. 496 (1935).
- [20.] Roxbee Cox, Statistical method of investigation relations between elastic stiffness of aeroplanes wings and wing-aileron flutter, ARC-Rep. & Mem. Nr. 1505 (1932).
- [21.] Roxbee Cox, Problems involving the stiffness of aeroplane wings, J. Roy. aeron. Soc. Bd. 38 (1934), Nr. 278.
- [22.] J. Essers, geb. Kober, Untersuchung von Flügelschwingungen im Windkanal, Jb. dtsh. Versuchsanst. Luftf. (1929), S. 345.
- [23.] Younger, Wing flutter investigation on Bradys wind tunnel model, I. C. Nr. 608.
- [24.] Raab, Flügelschwingungen an freitragenden Eindeckern, Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 17 (1926), Nr. 7, S. 146.
- [25.] B. v. Schlippe, Die innere Dämpfung, Berechnungsansätze, Ingenieurarchiv Bd. 6, S. 127 (1935).

# Aerodynamischer Auftrieb bei Überschallgeschwindigkeit.

Von A. Busemann, Dresden.

Vorgetragen auf der 5. Volta-Tagung in Rom (30. 9. bis 6. 10. 1935).

Die guten Gleitzahlen der Tragflügel bei geringen Geschwindigkeiten verschlechtern sich mit der Annäherung der Fluggeschwindigkeit an die Schallgeschwindigkeit. Daher entsteht die Frage, ob man bei Überschallgeschwindigkeit wieder zu großen Auftrieben bei geringen Widerständen gelangt und wie ein solcher Auftrieb zu erzielen ist<sup>1)</sup>.

Eine grundsätzliche Beschränkung wird den folgenden Überlegungen dadurch auferlegt, daß es sich stets um reine Überschallströmungen handeln soll, in denen keine Gebiete mit Unterschallgeschwindigkeit vorkommen. Bedingt ist dies dadurch, daß für die Strömungen mit gemischten Über- und Unterschallgebieten nur ganz vereinzelt Lösungen bekannt geworden sind. Andererseits treten in einer Überschallströmung nur dann Gebiete mit Unterschallgeschwindigkeit auf, wenn man Körper mit stumpfen Vorderenden oder stark angestellte Körper verwendet. In der Nähe des Staupunktes an der Vorderseite dieser Körper erhält man Unterschallgeschwindigkeit und zugleich hohe Drücke, denen man an der Rückseite keine gleich hohen entgegensetzen kann. Es ist daher kaum anzunehmen, daß gerade in diesen gemischten Strömungen besondere Vorteile herauszuholen sind. Immerhin bleibt dies eine unbewiesene Behauptung, weil sich ein Beweis mit den der reinen Überschallströmung angepaßten Überlegungen naturgemäß nicht bringen läßt.

## Gliederungen.

- I. Ebene Überschallströmungen.
  1. Zeichnerische Lösungen.
  2. Strömung um die Ecke.
  3. Auftrieb und Widerstand.
  4. Oberflächenreibung.
  5. Günstigste Gleitzahlen.
  6. Einfluß der Profildicke.
  7. Einfluß der Reibung.
  8. Potenzreihe für die Druckdifferenz.
  9. Aerodynamische Kräfte bei größeren Ablenkungen.
  10. Die Bedeutung der höheren Glieder.
- II. Zylindrische Strömungsfeder.
  1. Schräg angeblasener Tragflügel.
  2. Pfeilförmige Tragwerke.
- III. Kegelige Strömungsfeder.
  1. Besonderheiten der Überschallströmung.
  2. Tragflügelenden.
  3. Randwiderstand (induzierter Widerstand).
  4. Differentialgleichung für kegelige Strömungsfeder.
  5. Achsial angeblasene Kegelspitze.
  6. Störung der Potentialströmung durch Verdichtungsstöße.
  7. Kegelige Strömungsfeder an Tragflügelrändern.
- IV. Zusammenfassung.
- V. Schrifttum.

## I. Ebene Überschallströmungen.

### 1. Zeichnerische Lösungen.

Die Behandlung ebener Überschallströmungen ist am weitesten entwickelt. Dies erklärt sich nicht allein durch die Erleichterungen bei Erniedrigung der Dimensionszahl. Vielmehr beruht der Fortschritt hier wesentlich auf der Tatsache, daß sich die Differentialgleichung der Gasströmung bei Beschränkung auf die Ebene linear schreiben läßt, wenn man eine Berührungstransformation auf die Ebene der Geschwindigkeitskomponenten anwendet (vgl. auch III, 4). Dies ist auch die Grundlage des zeichnerischen Verfahrens zur Verfolgung ebener Überschallströmungen, über das L. Prandtl auf der Tagung im Rahmen seines Vortrages besonders berichtete [1, 2]. Gerade die Bewegung von Körpern durch ruhende Luft liefert für dies Verfahren besonders angenehme Verhältnisse, weil die relativ zum Körper gleichmäßig zuströmende Luft saubere Anfangsbedingungen schafft.

<sup>1)</sup> Für die 5. Volta-Tagung, die hohe Geschwindigkeiten in der Luftfahrt zum Gegenstand hat, wurde der Verfasser durch deren Präsident General Crocco aufgefordert, diese Frage zu beleuchten. Um unerwünschte Überschneidungen mit anderen Vorträgen dieser Tagung zu vermeiden, die zum Teil Versuchsanlagen und Versuchsergebnisse betrafen, wurden allein die aus der Theorie hervorgehenden Möglichkeiten behandelt.

Die eigentlichen zeichnerischen Lösungen würden erst notwendig, wenn eine gegenseitige Beeinflussung von mehreren tragenden Teilen zu beachten wäre. Tatsächlich gibt es auch gewisse Besonderheiten, die das Vorhandensein von mehreren Körpern voraussetzen. Man kann z. B. keinen zweidimensionalen Einzelkörper angeben, der bei endlicher Tiefe einen endlichen Querschnitt hat, ohne in der reibungslosen Überschallströmung einen Widerstand zu erzeugen. Für zwei derartige Körper kann man eine Strömung ohne Widerstand herstellen. Die einander abgewendeten Seiten der Körper müssen eben und parallel zur Anblasung sein. Die einander zugekehrten Seiten können dagegen durch besondere Formgebung so eingerichtet werden, daß jeder Körper die vom anderen erzeugten Störungen aufhebt. Indem die beiden Körper gegenseitig ihr Wellenfeld glätten, kommt in diesem Falle kein Wellenwiderstand zustande. Für das hier allein zu behandelnde Auftriebsproblem sind mir ähnliche Besonderheiten allerdings nicht bekannt. Ich möchte mich daher auf Einzelflügel beschränken.

## 2. Strömung um die Ecke.

Der einzelne Tragflügel schneidet mit seiner Vorderkante die ebene Strömung in zwei getrennte Bereiche, die sich erst an der Hinterkante des Tragflügels wieder vereinigen. Hier können sie aber keine Rückwirkung auf den Tragflügel ausüben, weil jede Wirkung in der reinen Überschallströmung auf den sich stromabwärts erstreckenden Machschen Kegel beschränkt bleibt. Das Wellenfeld im oberen Strömungsbereich ist daher allein von der Gestalt der Oberseite des Tragflügels abhängig, ebenso das Wellenfeld im unteren Bereich von der Gestalt der Tragflügelunterseite. Dieser Fall entspricht aber genau den Voraussetzungen für die Anwendung der Prandtlischen Strömung um die Ecke. Bei dieser Strömung ist der statische Druck allein abhängig von der Richtung der Geschwindigkeit und daher der Druck an der Tragflügelfläche nur abhängig von der Neigung der einzelnen Flächenelemente. Mit Hilfe der von Th. Meyer berechneten Beziehungen zwischen Richtung und Druck für die Strömung um die Ecke hat J. Ackeret zum erstenmal die Kräfte an Tragflügeln ermittelt [3, 4].

Für die nachfolgenden allgemeinen Untersuchungen ist es zweckmäßiger, statt der punktweise berechneten Beziehungen zwischen Druck und Neigungswinkel einen linearisierten Ausdruck zu verwenden, der bei Benutzung bestimmter Bezugsgrößen sogar von der Art des verwendeten Gases unabhängig wird. Die Drücke sollen mit dem Staudruck  $q$  der Strömung verglichen werden, der sich aus der Dichte  $\rho$  des Gases, und der Strömungsgeschwindigkeit  $w$  in folgender Weise zusammensetzt:

$$q = \frac{1}{2} \rho w^2 \dots \dots \dots (1)$$

Bei geringen Geschwindigkeiten gibt der Staudruck den Überdruck am Staupunkt an. Bei hohen Geschwindigkeiten hat er diese Bedeutung nicht mehr, er ist nur eine durch Definition festgelegte Bezugsgröße. Um die Höhe der Geschwindigkeit zu kennzeichnen, vergleicht man sie mit der Schallgeschwindigkeit  $c$  des Gases in der ungestörten Strömung. Dies Verhältnis wird als Machsche Zahl  $M$  bezeichnet und ist bei Überschallgeschwindigkeit maßgebend für den Machschen Winkel  $\alpha$ :

$$M = \frac{w}{c} = \frac{1}{\sin \alpha} \dots \dots \dots (2)$$

Die Strömung um die Ecke liefert folgende Differentialbeziehung zwischen Druck  $p$  und Stromlinienwinkel  $\beta$ :

$$dp = \frac{\rho w^2}{\sqrt{\left(\frac{w}{c}\right)^2 - 1}} \cdot d\beta \dots \dots \dots (3)$$

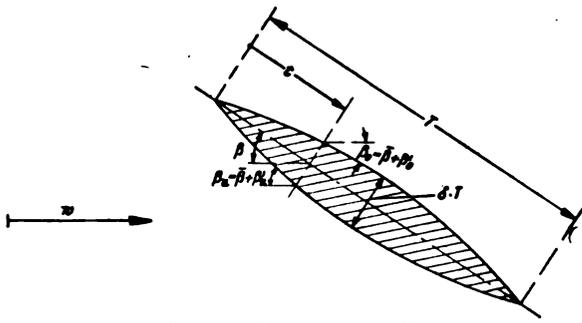


Abb. 1. Bikonvexes Profil.

In erster Näherung kann man diese Abhängigkeit auch für den ganzen Druckunterschied  $\Delta p$  bei nicht zu großen Winkeln  $\beta$  verwenden:

$$\Delta p = \pm q \cdot C_1 \cdot \beta = q \cdot \frac{2\beta}{\sqrt{M^2 - 1}} \dots (4)$$

Zählt man alle Neigungswinkel  $\beta$  in derselben Weise wie den Anstellwinkel des Tragflügels, so gelten die folgenden Vorzeichen für die Überdrücke an den Tragflügelunter- und -oberseiten:

$$\left. \begin{aligned} \Delta p_u &= +q \cdot C_1 \cdot \beta_u \\ \Delta p_o &= -q \cdot C_1 \cdot \beta_o \end{aligned} \right\} \dots (4a)$$

Aus diesen Überdrücken ergeben sich die Druckanteile der gesamten aerodynamischen Kräfte am Tragflügel.

### 3. Auftrieb und Widerstand.

Alle Körper, um die herum eine reine Überschallströmung möglich ist, haben vorn und hinten Schneiden (Abb. 1). Zur Festlegung eines Anstellwinkels für den ganzen Tragflügel kann man daher die Verbindungsebene der beiden Schneidkanten verwenden. Liegt diese Ebene in Richtung der Strömung, so haben die einzelnen Oberflächenelemente nur den durch die Gestalt des Tragflügels festgelegten Anstellwinkel  $\beta_u'$  bzw.  $\beta_o'$  an der Unterseite und der Oberseite. Bekommt dann der gesamte Tragflügel den Anstellwinkel  $\bar{\beta}$ , so erhöhen sich die Neigungen der einzelnen Oberflächenelemente auf die Werte:

$$\beta_u = \bar{\beta} + \beta_u', \quad \beta_o = \bar{\beta} + \beta_o' \dots (5)$$

Diese wirklichen Neigungen müssen nun in die Druckgleichung (4a) eingesetzt werden. Die daraus sich ergebenden Drücke sind in die Auftriebs- und Widerstandsanteile zu zerlegen und über die Entfernung  $t$  von der Vorderkante bis zur Tragflügeltiefe  $T$  zu integrieren. Die Druckanteile an Auftrieb und Widerstand lauten dann  $A'$  und  $W'$ :

$$\left. \begin{aligned} A' &= \int_0^T (\Delta p_u \cdot \cos \beta_u - \Delta p_o \cdot \cos \beta_o) dt \\ W' &= \int_0^T (\Delta p_u \cdot \sin \beta_u - \Delta p_o \cdot \sin \beta_o) dt \end{aligned} \right\} \dots (6)$$

Da die Neigungswinkel sämtlich klein sein müssen, wenn man die Druckgleichung (4a) verwenden will, kann man auch die Kosinusfunktion durch 1 und die Sinusfunktion durch den Winkel in Bogenmaß ersetzen. Zerlegt man die Winkel für die Integration nach (5), so kann man berücksichtigen, daß das Integral der Neigungen  $\beta_u'$  und  $\beta_o'$  über die Spannweite verschwindet, d. h. wenn man von der vorderen Schneide bis zur hinteren Schneide geht. Die auf die Profiltiefe  $T$  und den Staudruck  $q$  bezogenen Auftriebe und Widerstände lauten dann:

$$\frac{A'}{T \cdot q} = c_a' = 2 C_1 \bar{\beta} \dots (6a)$$

$$\frac{W'}{T \cdot q} = c_w' = \frac{C_1}{T} \int_0^T (\beta_u'^2 + \beta_o'^2) \cdot dt + 2 C_1 \bar{\beta}^2 \dots (6b)$$

Für die durch die Profiltiefe  $T$  dividierten Integrale der 2. Potenzen der Neigungen  $\beta_u'$  und  $\beta_o'$  sollen die Abkür-

zungen  $B_{2u}$  und  $B_{2o}$  benutzt werden, so daß sich die Gleichung noch einfacher schreiben läßt:

$$c_w' = C_1 (B_{2u} + B_{2o} + 2\bar{\beta}^2) \dots (6c)$$

Bildet man für diese Druckkräfte allein das Verhältnis von Widerstand zu Auftrieb, so ist dies unabhängig von der Machschen Zahl der Strömung und allein durch geometrische Größen bestimmt.

### 4. Oberflächenreibung.

Der Widerstand der Druckkräfte muß noch durch den Widerstand der Schubspannungen an der Profiloberfläche ergänzt werden. Die Reibungsvorgänge in der Grenzschicht liefern eine Schubspannung an der Oberfläche, die im Mittel den Wert  $\tau = q \cdot c_f$  haben möge. Der Beiwert  $c_f$  wird im allgemeinen als fest gegeben angesehen werden können, denn er hängt wesentlich nur von der Reynoldsschen Zahl der Strömung und der Glätte der Profiloberfläche ab. An Unter- und Oberseite zusammen erhält man daraus den Reibungswiderstand  $W'' = 2 T \cdot q c_f$  oder den Widerstandsbeiwert  $c_w''$ :

$$c_w'' = 2 c_f \dots (6d)$$

Die gesamten aerodynamischen Kräfte liefern bei dieser Näherungsrechnung die Beiwerte:

$$c_a = 2 C_1 \bar{\beta} \dots (7a)$$

$$c_w = 2 c_f + C_1 (B_{2u} + B_{2o} + 2\bar{\beta}^2) \dots (7b)$$

Der Faktor  $C_1$  bedeutet darin:

$$C_1 = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{w}{c}\right)^2 - 1}} = \frac{2}{\sqrt{M^2 - 1}} \dots (8)$$

Die Abkürzungen  $B_{2u}$  und  $B_{2o}$  sind durch den Vergleich von (6b) und (6c) erklärt. Zur Veranschaulichung sollen diese Integrale für das symmetrische bikonvexe Profil (vgl. Abb. 1) angegeben werden, das eine Dicke bezogen auf die Profiltiefe gleich  $\delta$  besitzt:

$$B_{2u} = B_{2o} = \frac{16}{3} \delta^2 \dots (9)$$

Das bikonvexe Profil ist zugleich das Profil geringster Summe  $B_{2u} + B_{2o}$ , von allen durch Kreisbögen begrenzten Profilen mit dem gleichen Dickenverhältnis  $\delta$ .

### 5. Günstigste Gleitzahlen.

Um zu erkennen, mit welchem Widerstand die Erzielung eines Auftriebes verbunden ist, bildet man das Verhältnis von Widerstand zu Auftrieb, die »Gleitzahl«  $\epsilon$ . Es ist ja gerade die Aufgabe dieses Vortrages, zu untersuchen, ob man auch bei Überschallgeschwindigkeit genügend kleine Gleitzahlen erreichen kann. Aus den Gleichungen (7a) und (7b) ergibt sich:

$$\epsilon = \frac{c_w}{c_a} = \left( \frac{c_f}{C_1} + \frac{1}{2} B_{2u} + \frac{1}{2} B_{2o} \right) \frac{1}{\bar{\beta}} + \bar{\beta} \dots (10)$$

Diese Gleitzahl hat ein Minimum, weil sie sich aus einem direkt und einem umgekehrt dem Anstellwinkel proportionalen Summanden zusammensetzt. Der günstigste Anstellwinkel  $\bar{\beta}_{opt}$  ist derjenige, bei dem beide Summanden denselben Wert erhalten:

$$\bar{\beta}_{opt} = \sqrt{\frac{c_f}{C_1} + \frac{1}{2} B_{2u} + \frac{1}{2} B_{2o}} \dots (11)$$

Daraus ergibt sich folgendes Minimum der Gleitzahl:

$$\epsilon_{min} = 2 \bar{\beta}_{opt} = \sqrt{2 (B_{2u} + B_{2o}) + 2 c_f \sqrt{M^2 - 1}} \dots (12)$$

Bestimmend für die beste Gleitzahl sind demnach die Schlankheit des Profiles sowie die Reibung in der Grenzschicht in einer gewissen Abhängigkeit von der Machschen Zahl. Je mehr sich nämlich die Machsche Zahl der Eins nähert, um so geringer wird der Einfluß der Reibung. Dies liegt daran, daß man mit immer geringeren Tragflügelflächen auskommen kann, weil die zu dem besten Anstellwinkel gehörenden Werte  $c_a$  zunehmen:

$$(c_a)_{opt} = 2 C_1 \bar{\beta}_{opt} = \sqrt{\frac{8 (B_{2u} + B_{2o})}{M^2 - 1} + \frac{8 c_f}{\sqrt{M^2 - 1}}} \dots (12a)$$

Würde diese Gleichung allgemein gelten, so erhielte man bei Annäherung der Strömungsgeschwindigkeit an die Schallgeschwindigkeit unendlich große Auftriebsbeiwerte. Dies ist jedoch bei Überschallströmungen sicher unmöglich, denn dort sind nicht nur die möglichen Überdrücke, sondern zugleich die möglichen Unterdrücke auf Werte beschränkt, die mit dem Staudruck vergleichbar sind. Es bedarf daher noch einer Untersuchung, ob die nach Gleichung (11) bestimmten günstigsten Anstellwinkel auch die vorausgesetzte reine Überschallströmung zulassen. Zwar nehmen die Anstellwinkel ab, wenn die Gleitzahl besser wird. Doch genügt diese Abnahme nicht bei Annäherung an die Schallgeschwindigkeit. Hier werden den zulässigen Höchstneigungen nämlich noch engere Grenzen vorgeschrieben. In Abhängigkeit von dem Verhältnis der spezifischen Wärmen  $\kappa = c_p/c_v$  des Gases (1,4 für Luft) erhält man die größte, Überdruck erzeugende Neigung  $\beta_{max}$ , die noch eine reine Überschallströmung zuläßt, nach folgender Näherungsgleichung nahe der Schallgeschwindigkeit:

$$|\beta_{max}| = \frac{0,756}{\kappa + 1} \cdot \frac{(M^2 - 1)^{\frac{3}{2}}}{M^2} \geq |\bar{\beta} + \beta_{max}| \dots (13)$$

Der für die Machschen Zahlen nahe 1 überflüssige Nenner  $M^2$  ist hinzugefügt, um diese Gleichung in dem ganzen praktischen in Frage kommenden Gebiet bis etwa  $M = 1,5$  anwenden zu können. Die Gleichung (13) verbietet bei Annäherung an die Schallgeschwindigkeit, bis zum günstigsten Anstellwinkel nach Gleichung (11) zu gehen. In diesem Gebiet erhält man die besten Gleitzahlen, wenn man die größte Neigung gleich  $\beta_{max}$  setzt. Der sich hierdurch nach Gleichung (13) ergebende Anstellwinkel ist in die Gleichung (10) einzusetzen. Diejenige Machsche Zahl  $M_{opt}$ , bei der man die beste Gleitzahl mit einem gegebenen Profil erzielen kann, findet man dann wirklich, wenn man nun den Wert  $\epsilon$  mit dem maximalen Anstellwinkel nach der Machschen Zahl  $M$  differenziert. Praktisch liegt dieses Minimum der Gleitzahl nur wenig unter der Grenze, an der die Gleichung (13) das Einhalten des günstigsten Anstellwinkels nach Gleichung (11) unmöglich macht.

6. Einfluß der Profildicke.

Vernachlässigt man zunächst den Einfluß der Reibung, um übersichtlichere Gleichungen zu erhalten, so verschwindet für höhere Machsche Zahlen der Einfluß der Machschen Zahl auf die günstigste Gleitzahl. Hier ist die untere Machsche Zahl, von der an man mit dieser günstigsten Gleitzahl rechnen darf, durch das Eingreifen der Ungleichung (13) exakt festgelegt. Über dieser unteren Grenze erreicht man stets das absolute Minimum der Gleitzahl nach Gleichung (12), das z. B. für das bikonvexe Profil (9) folgenden Wert hat:

$$\epsilon_{min} = 2 \bar{\beta}_{opt} = \frac{8}{3} \delta \sqrt{3} = 4,61 \cdot \delta \dots (14)$$

Verlangt man nun Gleitzahlen von der Größe  $\frac{1}{10}$ ,  $\frac{1}{20}$  oder  $\frac{1}{30}$ , so ergeben sich sofort die Dickenverhältnisse 2,1%, 1,1% und 0,7% der Profiltiefe. Zugleich erhält man die dazu nötigen Anstellwinkel gleich der halben Gleitzahl, wenn man in Bogenmaß rechnet. In Winkelgraden sind das etwa 3°, 1,5° und 1°. Es bedarf gewaltiger technischer Anstrengungen, um diese Dickenverhältnisse zu erreichen und diese Anstellwinkel sicher zu beherrschen. So kennt man heute nur sehr dünne Rasierklingen, die mit einem Dickenverhältnis von 0,3% die angegebenen Werte unterbieten, ohne jedoch nach Kreisbögen geschärft zu sein. Auf jeden Fall sollte man den Ehrennamen »Überschallprofil« nicht eher verleihen, als auf dem Wege zu den geforderten äußerst geringen Dickenverhältnissen wirkliche Fortschritte erzielt sind.

7. Einfluß der Reibung.

Stellt man sich einmal auf den entgegengesetzten Standpunkt, daß die Profildicke praktisch gleich Null gesetzt werden kann, so bleibt der Einfluß der Reibung übrig. Dadurch vereinfacht sich die Gleichung (12):

$$\epsilon_{min} = 2 \bar{\beta}_{opt} = \sqrt{2 c_f \sqrt{M^2 - 1}} \dots (15)$$

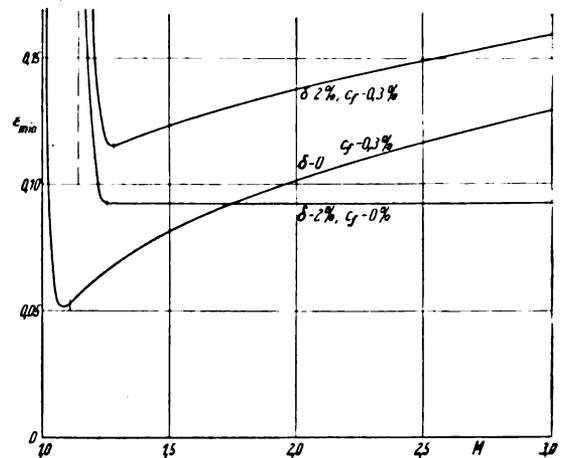


Abb. 2. Günstigste Gleitzahl eines bikonvexen Profils mit 2% Dicke und 0,3% Reibungsbeiwert in Abhängigkeit von der Machschen Zahl.

Auch in der Gleichung (13) kann man dann die zusätzliche Eigenneigung des Profils  $\beta'_{max}$  vernachlässigen und erhält dann für Luft:

$$\bar{\beta}_{max} = 0,315 \cdot \frac{(M^2 - 1)^{\frac{3}{2}}}{M^2} \dots (16)$$

Die Machsche Zahl, bei der  $\bar{\beta}_{opt}$  und  $\bar{\beta}_{max}$  zusammenfallen, ist durch die folgende Gleichung gegeben:

$$M^2 - 1 = \{5 c_f M^4\}^{0,4} \dots (17a)$$

Die geringste Gleitzahl erreicht man jedoch noch bei etwas geringeren Machschen Zahlen, wenn man mit  $\bar{\beta}_{max}$  nach (16) fliegt. Das absolute Minimum liegt bei  $M' = M_{opt}$ :

$$(M')^2 - 1 = \left\{ 5 c_f \frac{(M')^4}{\frac{1}{2} (M')^2 + 1} \right\}^{0,4} \dots (17b)$$

Da die rechte Seite von (17b) etwa 85% von dem Wert in (17a) beträgt, ist hierdurch bestätigt, daß die geringste Gleitzahl nicht mit  $\bar{\beta}_{opt}$ , sondern mit  $\bar{\beta}_{max}$  erreicht wird.

Wählt man nun  $c_f = 0,3\%$ , ein Wert, der den auftretenden Reynoldsschen Zahlen entspricht, so erhält man folgende Ergebnisse. Nach (17b) erreicht man bei  $M' = 1,084$  die Gleitzahl  $\epsilon_{min abs} = 0,0515$  mit einem Anstellwinkel von 1° 8'. Nach (17a) erhält man eine Machsche Zahl  $M = 1,104$  mit  $\bar{\beta}_{opt} = \bar{\beta}_{max} = 1,5^\circ$  und die Gleitzahl  $\epsilon_{min} = 0,0528$ . Der Unterschied in den Gleitzahlen beträgt nur 3%, so daß man praktisch auch bei der niedrigsten Machschen Zahl, die das Einstellen des günstigsten Anstellwinkels  $\bar{\beta}_{opt}$  gestattet, die geringste Gleitzahl erhält. Gäbe es nun keine Möglichkeit, bei den auftretenden Reynoldsschen Zahlen unter einen Reibungsbeiwert von 0,3% zu kommen, so ist die Gleitzahl 0,0515 wirklich die Grenze des Erreichbaren, denn sie ist schon unter Vernachlässigung der Profildicke ermittelt. Nicht nur mit abnehmenden, sondern auch mit wachsenden Machschen Zahlen steigt die Gleitzahl merklich. Aus Gleichung (15) erhält man z. B. für  $M = 2$  den Wert  $\epsilon_{min} = 0,102$  und für  $M = 3$  den Wert  $\epsilon_{min} = 0,13$  (vgl. Abb. 2).

Die sorgfältigen analytischen Untersuchungen sollten zeigen, welche Grenzen bei Überschallgeschwindigkeit in der Natur der Sache liegen. Ein bestimmtes Beispiel etwa das bikonvexe Profil mit einem Dickenverhältnis  $\delta = 2\%$  und einer Reibung entsprechend  $c_f = 0,3\%$ , ist leichter in einer Darstellung der günstigsten Gleitzahlen über dem Überschallbereich der Machschen Zahlen wiederzugeben. Dieses Beispiel ist daher in Abb. 2 behandelt. Die Grenze, an der sich zum erstenmal der beste Anstellwinkel  $\bar{\beta}_{opt}$  erreichen läßt, ist durch die Gleichung (13) bestimmt, in der  $\beta'_{max}$  an der Vorderkante für die Unterseite mit  $2\delta = 4\%$  zu berücksichtigen ist. Da das nicht angestellte Profil schon oben und unten die größte Neigung 4% hat, ist eine reine Überschallströmung um dieses Profil erst von der Machschen Zahl  $M = 1,140$  an überhaupt möglich. Um zu entscheiden,

wann die Profildicke und wann die Reibung an den großen Gleitzahlen schuld sind, sind in diese Abbildung auch die Grenzfälle verschwindender Reibung bzw. verschwindender Profildicke eingetragen.

8. Potenzreihe für die Druckdifferenz.

Die Rechnungen mit der linearen Abhängigkeit zwischen Überdruck und Neigung lehren, daß man bei Überschallgeschwindigkeit sehr dünne Profile und sehr kleine Anstellwinkel verwenden müßte. Wegen der Reibung und der notwendigen Steifigkeit der Profile erhält man jedoch stets endliche Neigungen. Daher müßte man zunächst prüfen, ob die gefundenen praktischen Ergebnisse auch noch innerhalb der Gültigkeit der Ausgangsgleichung (4) liegen. Da man heute jedoch noch keineswegs bei der geforderten Schlankheit der Profile angekommen ist, verlangt auch die heutige Versuchstechnik noch für größere Neigungen gültige Formeln, um die Übereinstimmung von Theorie und Versuch auf Schritt und Tritt verfolgen zu können. Trotzdem sollen diese Formeln hier mehr der Vollständigkeit halber aufgeführt werden. Verbesserungen der Überlegungen an dem linearisierten Ansatz werden damit nicht vorgenommen.

Bei größeren Neigungen muß man beachten, daß die Differentialgleichung (3) nur unter Berücksichtigung der Veränderung der Dichte  $\rho$ , der Schallgeschwindigkeit  $c$  und der Strömungsgeschwindigkeit  $w$  in Abhängigkeit vom Drucke  $p$  integriert werden darf. Diese Abhängigkeit ist für vollkommene Gase leicht berechenbar. Das Integral soll hier in Form einer Potenzreihe angegeben werden:

$$\Delta p = (\pm C_1 \cdot \beta + C_2 \cdot \beta^2 \pm C_3 \cdot \beta^3 + \dots) \cdot q \dots (18')$$

Für die ersten drei Faktoren sind folgende Werte berechnet:

$$C_1 = \frac{2}{(M^2 - 1)^{0,5}} \dots \dots \dots (18a)$$

$$C_2 = \frac{\frac{1}{2}(M^2 - 2)^2 + \frac{\kappa}{2} M^4}{(M^2 - 1)^2} \dots \dots \dots (18b)$$

$$C_3 = \frac{\frac{M^4 \kappa + 1}{4} \left( M^2 - \frac{5 + 7\kappa - 2\kappa^2}{2(\kappa + 1)} \right)^2}{(M^2 - 1)^{3,5}} + \frac{M^4 - 4\kappa^4 + 28\kappa^3 + 11\kappa^2 - 8\kappa - 3}{24(\kappa + 1)} + \frac{3}{4} \left( M^2 - \frac{4}{3} \right)^2}{(M^2 - 1)^{3,5}} (18c)$$

Die Potenzreihe (18) berücksichtigt den adiabatischen Verlauf der Strömung und schließt daher Verdichtungsstöße aus. Für eine unstetige Umlenkung um den Winkel  $\beta$ , die Überdruck erzeugt, gilt eine etwas veränderte Potenzreihe:

$$\Delta p_{stoss} = (\pm C_1 \cdot \beta + C_2 \beta^2 \pm (C_3 - D) \beta^3 + \dots) q > 0 (19)$$

Die Abweichung beginnt erst im dritten Glied und liefert dort:

$$D = \frac{\kappa + 1}{12} M^4 \left[ \frac{5 - 3\kappa}{4} \left( M^2 - \frac{6 - 2\kappa}{5 - 3\kappa} \right)^2 - \frac{\kappa^2 + 1}{5 - 3\kappa} \right] (19a)$$

Die Faktoren  $C_1$  bis  $C_3$  sind für alle vollkommenen Gase mit Werten  $\kappa$  zwischen 1 und 1,667 sämtlich positiv, ohne daß hierfür ein besonderer Grund vorliegt. Nur der Faktor  $D$  überrascht dadurch, daß er auch negativ werden kann. Da der Unterschied zwischen der adiabatischen und der stoßweisen Verdichtung in einer Entropievermehrung besteht, die kleinere Drücke bei gleichen Geschwindigkeiten liefert, ist  $D$  in Gleichung (19) schon negativ eingesetzt. Nun gibt es aber Machsche Zahlen, bei denen man durch Stoß größere Drücke erhält, denn in dieser Gleichung sind ja die Drücke nicht auf gleiche Geschwindigkeiten, sondern nur auf gleiche Umlenkungen bezogen. Dieses Gebiet liegt für Luft zwischen  $M = 1,24$  und  $M = 2,54$ , d. h. gerade in dem Gebiet, das vor allen anderen für die Erzeugung guter

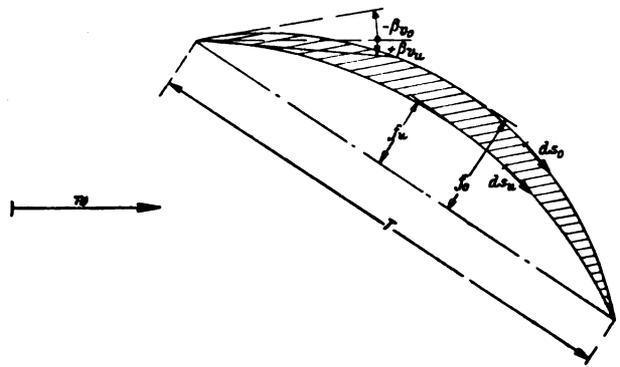


Abb. 3. Sichelförmiges Profil.

Gleitzahlen in Frage kommt. Daraus darf man den Schluß ziehen, daß die Verdichtungsstöße nicht unbedingt gefährlicher sind, als die sonst schon in Kauf genommenen Verluste durch Wellenwiderstand.

Die Gleichung (18) liefert reversible Drücke, die bei Veränderung der Neigung wieder vollkommen verschwinden. Die Gleichung (19) hat dagegen ein irreversibles Glied mit dem Faktor  $D$ . Geht man mit der Neigung nach der un stetigen Umlenkung wieder auf Null zurück, so bleibt dieser Druck übrig. Allerdings ist dabei vorausgesetzt, daß nur geringe Krümmungen verwendet werden. Neben den Überdrücken durch den örtlichen Anstellwinkel muß man daher noch die Unterdrücke  $D \cdot q (\beta_{stoss})^3$  aller vorausgegangenen Verdichtungsstöße berücksichtigen. Bei vernünftigen Tragflügelprofilen wird die einzige un stetige Umlenkung an der Vorderkante eintreten (Abb. 3). Einerseits kann man keine unendlich dünne Schneide herstellen, so daß die Werte  $\beta'_{vu}$  und  $\beta'_{vo}$  an der Vorderkante verschieden sind. Andererseits ist die Umlenkung vom Anstellwinkel  $\beta$  abhängig. An der Unterseite des Tragflügels ist daher mit einem zusätzlichen Unterdruck von der Größe  $q \cdot D \cdot (\beta + \beta'_{vu})^3$  zu rechnen, wenn dieser Ablenkungswinkel positiv ist. Einen Wert, der nur bei positivem Vorzeichen zu berücksichtigen ist, erfaßt man durch die halbe Summe dieses Wertes und seines absoluten Betrages. Entsprechend sind auch zuweilen an der Oberseite Verdichtungsstöße zu beachten, wenn dort an der Vorderkante negative Neigungen auftreten.

9. Aerodynamische Kräfte bei größeren Ablenkungen.

Die höheren Glieder in der Potenzreihe für die Überdrücke verlangen, daß man auch bei ihrer Integration eine entsprechende Genauigkeit anstrebt. Man muß z. B. festlegen, ob man über das Bogenelement  $ds_o$  bzw.  $ds_u$  an Oberseite und Unterseite integrieren will oder über die Projektion auf die Mittelebene des Tragflügels. Zieht man die Bogenelemente vor, so ist der obere Bogen  $S_o$  nicht gleich dem unteren Bogen  $S_u$  und nicht gleich der Profiltiefe  $T$ , die als Bezugsgröße für die Auftriebsbeiwerte dient. Statt der früheren Gleichungen in Abschnitt 3 ist daher jetzt zu setzen:

$$A' = \int_0^{S_u} \Delta p_u \cdot ds_u \cdot \cos \beta_u - \int_0^{S_o} \Delta p_o \cdot ds_o \cdot \cos \beta_o,$$

$$W' = \int_0^{S_u} \Delta p_u \cdot ds_u \cdot \sin \beta_u - \int_0^{S_o} \Delta p_o \cdot ds_o \cdot \sin \beta_o.$$

Die Profiltiefe  $T$  ist dann durch die folgenden Integrale bestimmt:

$$T = \int_0^{S_u} ds_u \cdot \cos \beta_u' = \int_0^{S_o} ds_o \cdot \cos \beta_o' \dots (20)$$

Unter Verwendung der Zerlegung der Neigungen in die profillfeste und die vom Anstellwinkel bedingte, erhält man ganz entsprechende Gleichungen für die Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte wie in (6a), (6b) oder (6c):



$$c'_a = \left[ (B_{1u} + B_{1o})C_1 + (B_{2u} - B_{2o})C_2 + (B_{3u} + B_{3o}) \left( C_3 - \frac{1}{2} C_1 \right) \right] + \bar{\beta} \left[ (B_{0u} + B_{0o})C_1 + 2(B_{1u} - B_{1o})C_2 + 3(B_{2u} + B_{2o}) \left( C_3 - \frac{1}{2} C_1 \right) \right] + \bar{\beta}^2 \left[ 3(B_{1u} + B_{1o}) \left( C_3 - \frac{1}{2} C_1 \right) \right] + \bar{\beta}^3 \cdot 2 \left( C_3 - \frac{1}{2} C_1 \right) - \frac{1}{2} D \left[ (\bar{\beta} + \beta_{vu'})^3 + |\bar{\beta} + \beta_{vu'}|^3 + (\bar{\beta} + \beta_{vo'})^3 - |\bar{\beta} + \beta_{vo'}|^3 \right] \quad (21a)$$

$$c'_o = \left[ (B_{2u} + B_{2o})C_1 + (B_{3u} - B_{3o})C_2 + (B_{4u} + B_{4o}) \left( C_3 - \frac{1}{6} C_1 \right) \right] + \bar{\beta} \left[ 2(B_{1u} + B_{1o})C_1 + 3(B_{2u} - B_{2o})C_2 + 4(B_{3u} + B_{3o}) \left( C_3 - \frac{1}{6} C_1 \right) \right] + \bar{\beta}^2 \left[ (B_{0u} + B_{0o})C_1 + 3(B_{1u} - B_{1o})C_2 + 6(B_{2u} + B_{2o}) \left( C_3 - \frac{1}{6} C_1 \right) \right] + \bar{\beta}^3 \left[ 4(B_{1u} + B_{1o}) \left( C_3 - \frac{1}{6} C_1 \right) \right] + \bar{\beta}^4 \cdot 2 \left( C_3 - \frac{1}{6} C_1 \right) - \frac{1}{2} D \cdot \bar{\beta} \left[ (\bar{\beta} + \beta_{vu'})^3 + |\bar{\beta} + \beta_{vu'}|^3 + (\bar{\beta} + \beta_{vo'})^3 - |\bar{\beta} + \beta_{vo'}|^3 \right] \quad (21b)$$

Hierin bedeuten die Abkürzungen  $B_{0u}$  bis  $B_{4o}$  die auf die Profiltiefe bezogenen Integrale der durch den ersten Index angegebenen Potenz der Neigungen  $\beta_u'$  bzw.  $\beta_o'$  nach folgender Anweisung:

$$B_{nx} = \frac{1}{T} \int_0^{s_x} (\beta_x')^n \cdot ds_x \quad (22)$$

mit  $n = 0, 1, 2, 3, 4$  und  $x = u, o$ .

Um auch an dieser Stelle wieder anschaulichere Werte anzugeben, sei das sichelförmige Kreisbogenprofil mit den Pfeilhöhen  $f_o$  und  $f_u$  herangezogen (vgl. Abb. 3). Die relativen Pfeilhöhen  $\delta_o = \frac{f_o}{T}$  und  $\delta_u = \frac{f_u}{T}$  ergeben in der Differenz das Dickenverhältnis  $\delta = \delta_o - \delta_u$ . (Für das früher angegebene symmetrische bikonvexe Profil gilt dann  $\delta_u = -\delta_o$  und  $\delta = 2\delta_o$ ). Für dieses Profil und alle in bezug auf die Hochachse symmetrischen Profile verschwinden die Integrale der ungeraden Potenzen. Für die geraden Potenzen findet man:

$$\left. \begin{aligned} B_{0u} &= 1 + \frac{8}{3} (\delta_u)^2; & B_{0o} &= 1 + \frac{8}{3} (\delta_o)^2 \\ B_{2u} &= \frac{16}{3} (\delta_u)^2; & B_{2o} &= \frac{16}{3} (\delta_o)^2 \\ B_{4u} &= \frac{64}{5} (\delta_u)^4; & B_{4o} &= \frac{64}{5} (\delta_o)^4 \\ \beta_{vu}' &= -4\delta_u; & \beta_{vo}' &= -4\delta_o \end{aligned} \right\} \dots (23)$$

Bei den geringen Auftriebsbeiwerten der Überschallprofile könnte es auch in Frage kommen, die Schubspannungen genauer in Auftrieb und Widerstand zu unterteilen. Man erhält dann

$$c'_a = -2 c_f \cdot \bar{\beta} \quad \text{und} \quad c'_o = 2 c_f,$$

wenn man nicht noch mehr Glieder berücksichtigen muß.

10. Die Bedeutung der höheren Glieder.

Die Genauigkeit, die man mit den höheren Gliedern erreicht, rechtfertigt häufig ihre Anwendung nicht, weil in den Voraussetzungen schon größere Vernachlässigungen vorhanden sind (Beeinflussung der Grenzschicht durch die Druckdifferenzen usw.). Wenn hier doch noch die beiden nächsten Potenzen angegeben sind, so liegt der Wert darin, daß man an ihnen sieht, wann sich die besonderen Eigenschaften der verschiedenen Gase bemerkbar machen können und wann die Verdichtungsstöße in die Betrachtungen hineinzuziehen sind. Trotzdem gehört zu einer anständigen Verwendung jeder Näherungsrechnung, daß man die Grenzen ihrer Gültigkeit abschätzen kann. Für die im Anfang gebrauchte Näherung ist dies mit dem quadratischen Glied schon möglich. Geht man an die Berechnungen von Extremwerten, so sucht man die Stelle, an der sich die Einflüsse aller berücksichtigten Glieder für kleine Änderungen aufheben. An solchen Stellen möchte man gern wissen, ob man nun besser nach oben oder unten abweichen darf. Dies zeigen die höheren Glieder. Auch sonst kann der Einfluß der Glieder niedrigerer Ordnung verschwinden, während die höheren einen Beitrag liefern. Das quadratische Glied diente seinerzeit [5] zur Aufklärung des gemessenen Abtriebes am Kreisabschnittprofil für den Anstellwinkel Null. Der Verdichtungsstoß bleibt z. B. allein übrig beim nicht angestellten unendlich dünnen Kreisbogenprofil.

II. Zylindrische Strömungsfelder.

1. Schräg angeblasener Tragflügel.

In der eigentlichen ebenen Strömung sollen die Stromlinien in Ebenen verlaufen und alle diese Strömungsebenen durch Verschiebung normal zu diesen Ebenen ineinander übergehen. Verzichtet man auf die Bedingung, daß die Stromlinien in Ebenen verlaufen, so gibt es auch dann noch Strömungen, deren Zustände und Geschwindigkeitsvektoren bei der Verschiebung solcher Ebenen in der Richtung ihrer Normalen erhalten bleiben. Diese Strömungen verlangen zylindrische Wände als Grenzbedingungen wie die ebene Strömung. Man unterscheidet gewöhnlich nicht zwischen den ebenen und den zylindrischen Strömungsfeldern, weil die Potentialströmungen sich im zylindrischen Fall nur um eine konstante Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Ebene von den ebenen Strömungen unterscheiden. Man erhält demnach aus einer zylindrischen Strömung eine ebene Strömung, wenn man den Beobachter mit einer bestimmten Geschwindigkeit achsial bewegt. Alle Erscheinungen, die von der achsialen Geschwindigkeit der zylindrischen Grenzen unabhängig sind, bleiben dieselben wie bei der ebenen Strömung. Die Reibung in der Grenzschicht dagegen erfährt eine Veränderung.

Das zylindrische Strömungsfeld um den schräg angeblasenen Tragflügel (Abb. 4) kann man nach diesen Überlegungen soweit in eine ebene Strömung verwandeln, als es sich um die Berechnung der Druckkräfte auf den Tragflügel handelt. Die achsiale Geschwindigkeitskomponente fällt für die Erzeugung von Drücken völlig fort. Sie ändert jedoch die Bezugsgrößen der Strömung. Man muß bei einer Schräganblasung um den Winkel  $\varphi$  unterscheiden den wirklichen Staudruck  $q_0$  der Strömung und den wirksamen Staudruck  $q$ , der die achsiale Komponente der Anblasengeschwindigkeit nicht einhält. Zwischen beiden besteht die Beziehung:

$$q = q_0 \cdot \cos^2 \varphi \quad (24)$$

Genau in gleicher Weise gibt es eine wirkliche Machsche

Zahl  $M_0 = \frac{w_0}{c}$  und daneben eine wirksame Machsche Zahl

$M = \frac{w}{c}$  mit der Beziehung:

$$M = M_0 \cos \varphi \quad (25)$$

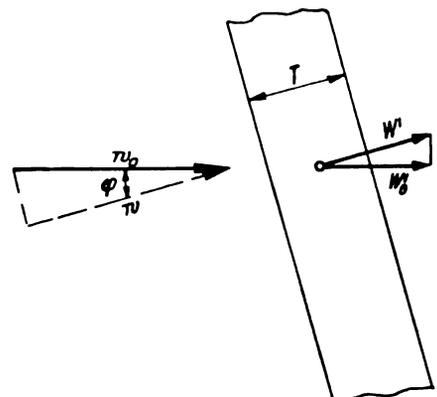


Abb. 4. Schräg angeblasener Tragflügel.

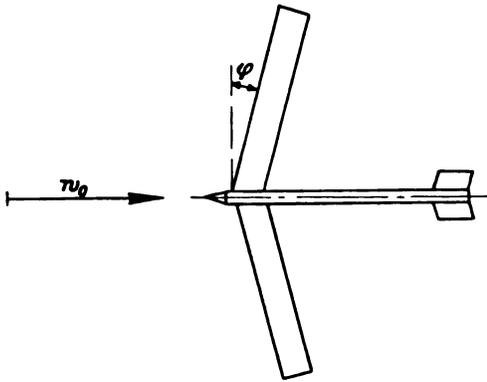


Abb. 5. Pfeilförmiges Tragwerk.

Denn die Dichte  $\rho$  und die Schallgeschwindigkeit  $c$  werden von der Schrägstellung des Tragflügels gegenüber der Windrichtung nicht betroffen.

### 2. Pfeilförmige Tragwerke.

Bei den ebenen Strömungen ergab sich, daß die besten Gleitzahlen bei bestimmten Machschen Zahlen erreicht werden, die wenig über der Schallgeschwindigkeit liegen. Es wäre bedauerlich, wenn damit das letzte Wort über die günstigsten Gleitzahlen überhaupt gesprochen wäre. Nun zeigt die Gleichung (25), daß sich die wirksamen Machschen Zahlen durch Schrägstellung der Tragflügel erniedrigen lassen. Es müßte daher lohnen, allgemein die pfeilförmigen Tragwerke (Abb. 5), auf ihre Gleitzahl bei Überschallgeschwindigkeit hin zu untersuchen.

Die Pfeilform der Tragwerke ist schon dadurch günstig, daß die Druckwirkungen in der Richtung des Auftriebes voll zur Geltung kommen, während sie in Richtung des Widerstandes nur mit einer Komponente in die Flugrichtung fallen (vgl. Abb. 4). Wenn man nun durch die Verringerung der wirksamen Machschen Zahl größere Flächenbelastungen bei gleichen Anstellwinkeln oder gleiche Flächenbelastungen mit geringeren Anstellwinkeln erreicht, wird der Einfluß der Schubspannungen der Reibungsschicht relativ geringer. Absolut kann man natürlich die Reibung durch die Pfeilform nicht beeinflussen.

### 3. Berechnung des günstigsten Pfeilwinkels.

Um alle Überlegungen der ebenen Strömung um den Tragflügel, soweit es geht, verwenden zu können, soll das Profil und der Anstellwinkel unverändert senkrecht zur Tragflügelachse gemessen werden. Der ganze Tragflügel ist nur um den Winkel  $\varphi$  in die Pfeilstellung hineingeschwenkt (vgl. Abb. 5). Der Winkel  $\varphi$  ist damit der Winkel der Schräganblasung für den einzelnen Tragflügel. Änderungen gegen früher treten dadurch ein, daß die Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte  $c_{w_0}$  und  $c_{a_0}$  auf den wirklichen Staudruck  $q_0$  zu beziehen sind. Außerdem ist die Widerstandsrichtung neu zu orientieren. Da der Auftrieb allein von den Druckkräften herrührt, gilt für ihn:

$$c_{a_0} = c_a \cdot \cos^2 \varphi = 2 C_1 \cdot \bar{\beta} \cdot \cos^2 \varphi \dots (26)$$

Denn  $c_a$  bezog sich auf den wirksamen Staudruck  $q$ . Ebenso ist  $C_1$  auf die wirksame Machsche Zahl bezogen.

Die Änderung des Widerstandsbeiwertes ist leichter bei seiner Unterteilung auf Druck- und Reibungsanteil aufzustellen. Zunächst kann man den Reibungsanteil ganz unverändert hinschreiben:

$$c'_{w_0} = 2 c_f \dots (27a)$$

Denn hier ist Betrag und Richtung von der Pfeilform unabhängig. Beim Druckwiderstand  $W_0'$  ergibt die veränderte Orientierung  $W_0' = W' \cdot \cos \varphi$ , weil nur ein Teil des Druckwiderstandes in die Flugrichtung fällt (vgl. Abb. 4). Für  $c'_{w_0}$  kommt dann ebenso wie bei  $c'_a$  die Unterscheidung von wirklichem und wirksamem Staudruck hinzu.

Daher erhält man nach Gleichung (6c):

$$c'_{w_0} = c'_{w_0} \cdot \cos^2 \varphi = C_1 \cdot \cos^2 \varphi (B_{2u} + B_{2o} + 2\bar{\beta}^2) \quad (27b)$$

Die Vereinigung der Anteile nach Gleichung (27a) und (27b) liefert:

$$c_{w_0} = 2 c_f + C_1 \cdot \cos^2 \varphi (B_{2u} + B_{2o} + 2\bar{\beta}^2) \dots (28)$$

Der Faktor  $C_1$  in den Gleichungen (26) bis (28) bedeutet:

$$C_1 = \frac{2}{\sqrt{M^2 - 1}} = \frac{2}{\sqrt{M_0^2 \cdot \cos^2 \varphi - 1}} \dots (29)$$

Nach diesen Abänderungen der Werte  $c_{a_0}$  und  $c_{w_0}$  zur Erfassung der Pfeilform kann man auch die Gleitzahl des pfeilförmigen Tragwerkes berechnen:

$$\epsilon = \frac{c_{a_0}}{c_{w_0}} = \left[ \frac{1}{2} c_f \frac{\sqrt{M_0^2 \cdot \cos^2 \varphi - 1}}{\cos^2 \varphi} + \frac{1}{2} (B_{2u} + B_{2o}) \cos \varphi \right] \frac{1}{\bar{\beta}} + \bar{\beta} \cdot \cos \varphi \dots (30)$$

Bei Vernachlässigung der Reibung ergibt sich sofort eine Verbesserung, wie zu vermuten war. Die Verbesserung auch bei Berücksichtigung der Reibung kommt indirekt heraus, so daß man zunächst besser den günstigsten Anstellwinkel für die Pfeilform sucht. Sicher geht man nur dann in die Pfeilform, wenn man die günstigste Machsche Zahl des gerade angeblasenen Tragflügels schon überschritten hat, dann kann man aber den Anstellwinkel  $\bar{\beta}_{opt}$  erreichen, ohne die Grenze  $\bar{\beta}_{max}$  nach Gleichung (13) zu überschreiten. Für die Pfeilform ergibt sich dabei:

$$\bar{\beta}_{opt} = \sqrt{\frac{1}{2} c_f \frac{\sqrt{M_0^2 \cdot \cos^2 \varphi - 1}}{\cos^2 \varphi} + \frac{1}{2} (B_{2u} + B_{2o})} \quad (31)$$

Bei diesem Anstellwinkel erhält man die niedrigste Gleitzahl für gegebene Pfeilform:

$$\epsilon_{min} = \sqrt{2 c_f \sqrt{M_0^2 - \frac{1}{\cos^2 \varphi}} + 2 \cos^2 \varphi (B_{2u} + B_{2o})} \quad (32)$$

Solange der günstigste Anstellwinkel nicht durch die Bedingung Gleichung (13) unerreichbar ist, bekommt man auf jeden Fall bedeutende Verbesserungen der Gleitzahl. Nicht nur das von der Form abhängende Glied, sondern auch das Reibungsglied verringert sich beträchtlich. Schreibt man nun statt  $\cos \varphi$  das Verhältnis  $\frac{M}{M_0}$ , so ergibt sich:

$$\epsilon_{min} = \sqrt{2 c_f \frac{M_0}{M} \sqrt{M^2 - 1} + 2 \frac{M^2}{M_0^2} (B_{2u} + B_{2o})} \quad (32a)$$

Bei den höheren Machschen Zahlen  $M_0$  kommt man nicht unbedingt unter den günstigsten Wert der Gleitzahl für die Strömung mit der Machschen Zahl  $M$ . Denn der Formeinfluß wird zwar geringer, aber der Reibungseinfluß wird etwas erhöht. Solange die Form jedoch entscheidend ist, kommt man sicher unter die Gleitzahl, die man bei der Strömung mit der Machschen Zahl  $M$  selbst erreichen würde.

Diese Betrachtung der Gleitzahlen könnte dazu verleiten, eine künstliche Erhöhung der Machschen Zahl als erwünscht anzusehen, um sie dann durch Pfeilform wieder erniedrigen zu können. So ein pfeilförmiger Autogiro bedeutet aber trotzdem keine Verbesserung. Denn es kommt ja nicht auf den Widerstand an, den der gewünschte Auftrieb verursacht, sondern es kommt auf die Leistung an, die erforderlich ist, um den Auftrieb erzeugen zu können. Multipliziert man die Gleitzahlen daher mit den Geschwindigkeiten, so fällt der scheinbare Vorteil sofort wieder weg. Diese Bemerkung gilt aber noch allgemeiner: Wenn man bei Überschallgeschwindigkeit wieder Gleitzahlen erhält, die mit denen bei geringen Geschwindigkeiten vergleichbar sind, so ist damit noch nicht gesagt, daß man sie technisch verwerten kann. Sie kosten entsprechend der höheren Geschwindigkeit gesteigerte Leistungen, diese wieder größere Gewichte usw. Die technischen Aufgaben beginnen daher erst, nachdem jetzt die Größe der Gleitzahlen bekannt ist.

### III. Kegelige Strömungsfelder.

#### 1. Besonderheiten der Überschallströmung.

Die in den beiden vorausgehenden Kapiteln angestellten Rechnungen legen den unendlich langen Tragflügel zugrunde. Man muß nun die Frage aufwerfen, ob die dortigen Ergebnisse eine genügende Bedeutung für den Tragflügel endlicher Länge haben. Um hierauf antworten zu können, muß erst eine Besonderheit der Überschallströmungen hervorgehoben werden, die sie wesentlich von den Unterschallströmungen und den Flüssigkeitsströmungen unterscheidet. In der Flüssigkeitsströmung und der Unterschallströmung hat jede Veränderung der Grenzbedingungen grundsätzlich an jedem Ort des ganzen Strömungsfeldes einen Einfluß. Bei den Flüssigkeitsströmungen kennt man zwar das Maß, mit dem die Änderungen mit der Entfernung vom Orte der Abänderung abklingen. Aber gerade in diesem Punkte sollte eine neuartige Strömung mit Vorsicht angefaßt werden.

Wer mit solchen Zweifeln an die Frage herangeht, der wird von der Überschallströmung angenehm überrascht. Betrachtet man einen Punkt  $P$  in der Überschallströmung, so beschränken sich die Orte, an denen eine im Punkte  $P$  erzeugte Änderung der Strömung spürbar wird, allein auf einen Teil der Strömung, der innerhalb des stromabwärts sich öffnenden Machschen Kegels mit der Spitze in  $P$  liegt. Dieser »Nachkegel« von  $P$  wird allein von  $P$  aus beherrscht. Ebenso muß es nun auch Orte in der Strömung geben, die keinen Einfluß auf die Strömung in  $P$  haben, und solche, deren Einfluß bis  $P$  reicht. Die Orte, deren Einfluß in  $P$  spürbar wird, umfaßt die stromaufwärts gerichtete Verlängerung des Machschen Kegels, der »Vorkegel« von  $P$ . Um beide Kegel herum bleibt ein Ringraum übrig, der völlig beziehungslos zur Strömung in  $P$  steht. Eine gegenseitige Abhängigkeit von zwei Orten, wie sie in der Unterschallströmung und in der Flüssigkeitsströmung für alle Orte vorliegt, fehlt in der reinen Überschallströmung völlig.

Kennt man diese Eigenart der Überschallströmung, so fällt der Einwand fort, daß die ebene Strömung den unendlich langen Tragflügel, den es nicht gibt, behandle. Für die Punkte des mittleren Teiles eines Tragflügels liegen die Enden des Tragflügels bei geeigneter Auswahl nicht mehr im Vorkegel. Für diese Punkte ist die Überschallströmung unabhängig davon, wie lang der Tragflügel ist. Für einen großen Teil eines Tragflügels mit großem Seitenverhältnis gelten daher exakt die Drücke der ebenen oder der zylindrischen Strömung.

#### 2. Tragflügelenden.

Von der Flüssigkeits- oder Unterschallströmung her ist die Bedeutung der Tragflügelenden so bekannt, daß man auch für die Überschallströmung wissen möchte, was in der Nähe der Enden geschieht. Bei der Überschallströmung kann man sich dieser Frage dadurch entledigen, daß man, so merkwürdig es klingt, die Enden abschneidet. Man kann das

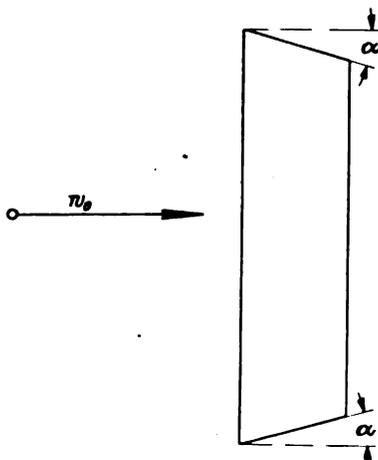


Abb. 6. Tragflügel ohne seitlichen Rand.

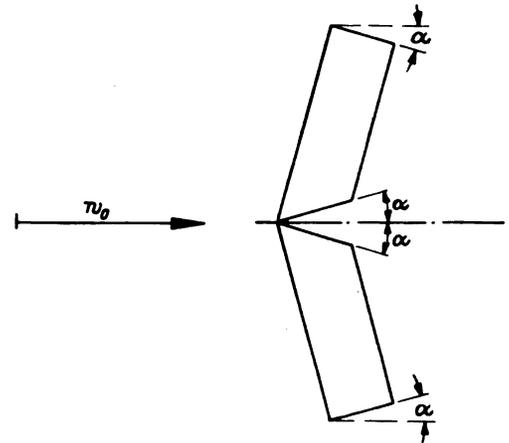


Abb. 7. Pfeilförmiges Tragwerk ohne seitliche Ränder.

aber auch etwas weniger paradox aussprechen: In der Überschallströmung braucht man nicht zu fragen, was hinter der Hinterkante los ist. Bleibt dort eine reine Überschallströmung, so hat diese keine Rückwirkung auf den Tragflügel selbst. Wie man vom schräg angeblasenen Tragflügel her erkennt, kann man nun aber die Hinterkante auch in anderen Richtungen als genau senkrecht zur Strömung verlaufen lassen, ohne die Strömung hinter ihr beachten zu müssen. Zieht man die Hinterkante unter erlaubten Winkeln nach vorn, bis sie die Vorderkante schneidet, so hat man einen Tragflügel ohne seitlichen Rand. Da die Hinterkante solange als hintere Begrenzung wirkt, bis sie geringere Winkel-differenz gegenüber der Strömungsgeschwindigkeit als den Machschen Winkel  $\alpha$  hat, kann man schließlich ein Trapez als Tragflügel ohne seitlichen Rand benutzen, dessen lange Seite voraus fliegt (Abb. 6 und 7). Auf diesem ganzen Trapez sind die Drücke genau wie bei der ebenen Strömung.

#### 3. Randwiderstand (induzierter Widerstand).

Wenn man erkennt, daß man Tragflügel ohne seitlichen Rand herstellen kann, auf die dieselben Drücke wie auf den unendlich langen Tragflügel wirken, so bleibt scheinbar kein Raum mehr für den sog. Randwiderstand. Man könnte zwar durch den schrägen Abschnitt verpflichtet sein, gute Teile in höherem Maße abzuschneiden als schlechte. Für die unendlich dünne ebene Platte ist aber auch dies nicht der Fall. Dennoch sind die Beweise Prandtls, daß es einen Randwiderstand für den endlichen Tragflügel geben muß, so zwingend, daß sie auch für die Überschallströmung nichts an Kraft verlieren. Der große Unterschied ist aber folgender: Bei der idealen Flüssigkeitsströmung gab es keinen Widerstand für den unendlich langen Tragflügel. Der einzige Widerstand, den auch die ideale Flüssigkeit beim endlichen belasteten Tragflügel kennt, ist der Randwiderstand. Er ist den durch Reibung verursachten ganz anders gearteten Widerständen additiv hinzuzufügen.

Die Überschallströmung hat auch im reibungslosen Fall schon Widerstände, die Wellenwiderstände. Daher braucht hier nicht unbedingt ein Additionsgesetz für Randwiderstand und Wellenwiderstand zu gelten. Beide Widerstände müssen die Unruhe im Nachstrom des Tragflügels vielmehr gemeinsam decken. Wie sie sich darin teilen, ist physikalisch nicht vorgeschrieben. Beim Tragflügel ohne seitlichen Rand kann man sich durchaus zu der Auffassung bekennen, daß der Wellenwiderstand die Energie alleine deckt. Es hört demnach bei Überschallgeschwindigkeit nicht etwa der Randwiderstand selbst, wohl aber sein Additionsgesetz auf. Sobald man nun versucht, den Wellenwiderstand klein zu halten, merkt man, daß sich nicht auch zugleich die Spannweite klein halten läßt. Bei gleichem Gesamtauftrieb muß man bei Verringerung des Anstellwinkels größere Spannweite oder größere Flügeltiefe wählen. Der Schrägabschnitt an den Seiten gestattet jedoch nicht, über jede Grenze hinaus nur mit Vergrößerung der Flügeltiefe auszukommen. So-

bald aus dem trapezförmigen Flügel (Abb. 6) durch Vergrößerung der Flügeltiefe ein dreieckiger Flügel geworden ist, kann man eine weitere Verringerung des Wellenwiderstandes nur noch durch Vergrößerung der Spannweite erzielen. Beim dreieckigen Tragflügel ohne seitlichen Rand findet man für die reibungslose ebene Platte mit der Spannweite  $b$  und der größten Tiefe:

$$T = \frac{1}{2} b \cdot \cotg \alpha = \frac{1}{2} b \sqrt{M^2 - 1}$$

einen Wellenwiderstand nach (6b):

$$W' = 2 C_1 \cdot \beta^2 \cdot q \cdot b \cdot \frac{1}{2} T = \frac{(A')^2}{C_1 \cdot q \cdot b \cdot T} = \frac{(A')^2}{C_1 \cdot q \cdot \frac{1}{2} b^2 \sqrt{M^2 - 1}}$$

Setzt man nun den Wert für  $C_1$  nach Gleichung (8) ein, so ergibt sich:

$$W' = \frac{(A')^2}{q \cdot b^2}$$

d. h. ein Wert, der proportional dem erforderlichen Randwiderstand, aber sicher größer als das Minimum des Randwiderstandes bei elliptischer Auftriebsverteilung ist.

Da der Wellenwiderstand bereits als Vertreter des Randwiderstandes angesprochen werden kann, treffen die Überlegungen am unendlich langen Tragflügel schon die geeigneten Maßnahmen für die Erzeugung des Auftriebes unter Verringerung des Widerstandes.

#### 4. Differentialgleichung für kegelige Strömungsfelder.

Will man der Frage nach der Druckverteilung in der vom Rande beeinflussten Gegend nicht durch Tricks aus dem Wege gehen, so kommt man mit den ebenen und zylindrischen Strömungen nicht aus. Die nächste Verallgemeinerung, die man hier heranziehen könnte, ist die kegelige Strömung in bezug auf den Endpunkt  $P$  der Tragflügelvorderkante. Das kegelige Strömungsfeld läßt gleichwertige Orte zueinander gelangen, wenn man die ganze Strömung geometrisch ähnlich vergrößert, wobei die Richtungen und ein Fixpunkt erhalten bleiben. Wählt man  $P$  als Fixpunkt, so gestatten die parallele Zuströmung, die geradlinige Tragflügelvorderkante und die geradlinige seitliche Begrenzung sowie die dazwischen eingespannte Ebene eine geometrisch ähnliche identische Vergrößerung. Nur die Hinterkante des Tragflügels und das andere Tragflügelende würden sich dabei verschieben. Die Nachkegel dieser Orte brauchen aber nicht mehr durch die Gebiete gehen, deren Drücke mit der kegelligen Strömung berechnet werden sollen. Das kegelige Strömungsfeld ist demnach geeignet, die Verhältnisse am Tragflügelrand zu klären. Man könnte außer dem ebenen Tragflügel auch den kegelförmig in bezug auf den vorderen Endpunkt auf oder ab gewölbten Rand betrachten.

Wir betrachten eine allgemeine räumliche Gasströmung, die ein Geschwindigkeitspotential  $\Phi(x, y, z)$  besitzt. Diese Strömung kann man durch eine Berührungstransformation auf einen Raum abbilden, dessen Koordinaten die Geschwindigkeitskomponenten  $u, v, w$  sind. Die Abbildung wird vermittelt durch eine Funktion  $\chi(u, v, w)$ , deren Ableitungen nach den drei Geschwindigkeitskomponenten  $u, v$  oder  $w$  die Koordinaten  $x, y$  oder  $z$  des Strömungsraumes für die Stelle ergeben, wograde die Geschwindigkeit  $u, v, w$  herrscht. Zwischen der Funktion  $\chi(u, v, w)$  und dem Strömungspotential  $\Phi(x, y, z)$  besteht die folgende Beziehung:

$$\chi(u, v, w) = u \cdot x + v \cdot y + w \cdot z - \Phi(x, y, z) \dots (33)$$

Es zeigt sich eine völlige Umkehrbarkeit in den Beziehungen zwischen dem Geschwindigkeitsraum und dem Strömungsraum. Daher kann man die Differentialgleichung der Strömung:

$$\Phi''_{xx} \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right) + \Phi''_{yy} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) + \Phi''_{zz} \left(1 - \frac{w^2}{c^2}\right) - 2 \Phi''_{yz} \frac{v \cdot w}{c^2} - 2 \Phi''_{xz} \frac{w \cdot u}{c^2} - 2 \Phi''_{xy} \frac{u \cdot v}{c^2} = 0 \dots (34)$$

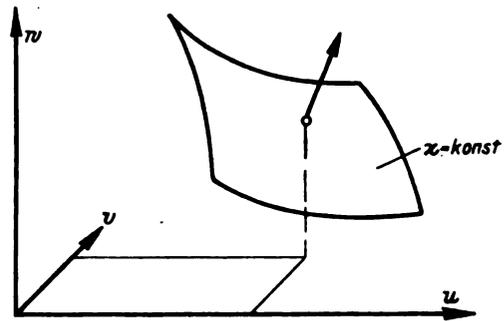


Abb. 8. Geschwindigkeitsfläche des kegelligen Strömungsfeldes.

in eine Differentialgleichung für die Funktion  $\chi(u, v, w)$  umschreiben. Für die allgemeine räumliche Strömung bedeutet dies keine Vereinfachung. Beschränkt man sich dagegen auf zwei Koordinaten  $x, y$  und entsprechend  $u, v$ , so ergibt sich eine lineare Differentialgleichung für  $\chi(u, v)$  aus (34). Hierauf beruht die Entwicklung der ebenen Überschallströmung.

Bei der kegelligen Strömung kann man  $P$  in den Koordinatenanfangspunkt des  $x, y, z$ -Raumes legen. Alle Punkte eines Strahles durch  $P$  haben im kegelligen Strömungsfeld dieselben Geschwindigkeitskomponenten  $u, v, w$ . Benutzt man daher die Strahlen durch  $P$  zur Integration des Strömungspotentiales  $d\Phi = u \cdot dx + v \cdot dy + w \cdot dz$ , so erhält man  $\Phi = u \cdot x + v \cdot y + w \cdot z + \text{konst.}$  Dieser Wert führt aber in der Gleichung (33) zu dem Ergebnis, daß die kegelige Strömung nur eine einzige Fläche

$$\chi(u, v, w) = \text{konst} \dots \dots \dots (35)$$

besitzt. Diese Fläche stellt die überhaupt vorkommenden Geschwindigkeiten dar und vermittelt zugleich die Abbildung. Denn die Normale dieser Fläche im Punkte  $u, v, w$  gibt sofort die Richtung des Strahles durch  $P$  an, auf dem die Geschwindigkeit  $u, v, w$  vorkommt (Abb. 8). Die Fläche gibt also die vorkommenden Geschwindigkeiten, ihre Normale den Ort an, wo diese Geschwindigkeiten vorkommen. Unter Bevorzugung einer Komponente kann man statt Gleichung (35) auch schreiben:

$$w = f(u, v) \dots \dots \dots (35a)$$

Für die Funktion  $\chi$  oder die davon abgeleitete Funktion  $f$  liefert die Differentialgleichung der Gasströmung (34) folgende Bedingung:

$$f''_{vv} \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right) + f''_{uu} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) + 2 f''_{uv} \frac{u \cdot v}{c^2} + (f''_{vv} f_u^2 + 2 f''_{uv} f_u f_v + f''_{uu} f_v^2) \cdot \left(1 - \frac{w^2}{c^2}\right) + 2 (f''_{vv} f_u - f''_{uv} f_v) \frac{w \cdot v}{c^2} + 2 (f''_{uu} f_v - f''_{uv} f_u) \frac{w \cdot u}{c^2} = 0 \dots (36)$$

Diese Differentialgleichung bestimmt die Gestalt der Fläche  $\chi$ . Um die Bedeutung dieser Gleichung für ein einzelnes Flächenelement zu erkennen, sollen statt der willkürlichen Richtungen  $u, v, w$  gegenüber dem gleichen Koordinatenanfangspunkt besonders gerichtete Koordinaten  $U, V, W$  eingeführt werden, so daß  $W$  senkrecht zum betrachteten Flächenelement geht und der betrachtete Punkt auf der  $UV$ -Ebene liegt (Abb. 9). Es ist dann  $V = 0, f_v' = 0$  und  $f_v' = 0$ . Denkt man sich die Gleichung (36) identisch in  $U, V, W$  umgeschrieben, so vereinfacht sie sich für das betrachtete Element zu

$$f''_{vv} \left(1 - \frac{U^2}{c^2}\right) + f''_{UU} = 0 \dots \dots \dots (36a)$$

Führt man noch mit  $R_U$  und  $R_V$  die Krümmungsradien der Fläche in den Richtungen  $U$  und  $V$  ein, so kann man dafür auch schreiben:

$$R_U \left(1 - \frac{U^2}{c^2}\right) + R_V = 0 \dots \dots \dots (36b)$$

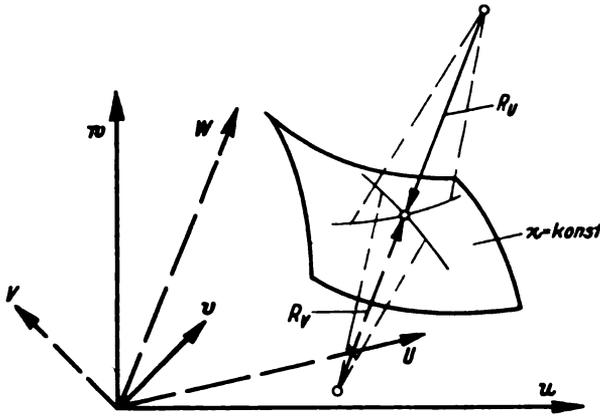


Abb. 9. Krümmungen der Geschwindigkeitsfläche.

Für verschwindende Komponente  $U$  oder unendliche Schallgeschwindigkeit geht die Gleichung in die Differentialgleichung für die Seifenhaut über:  $R_r + R_v = 0$ . Die sattelförmige Krümmung der Fläche bleibt mindestens solange erhalten, wie die Komponente  $U$  kleiner als die Schallgeschwindigkeit  $c$  ist.

5. Achsial angeblasene Kegelspitze.

Schränkt man das kegelige Strömungsfeld noch weiter ein, indem man zugleich Achsensymmetrie verlangt, so wird aus der Fläche  $\chi$  eine Rotationsfläche. Auf diese Weise kann man die parallel zur Achse angeblasene Spitze eines Kreiskegels darstellen. Die Gestalt der Rotationsfläche ist dann durch die Gestalt ihrer Erzeugenden in einem Achsenchnitt bestimmt. Auf diese Weise konnte ich die Drücke auf kegelförmige Spitzen berechnen, die sich nach meinem Vortrag auf der Prager Physikertagung in guter Übereinstimmung mit den gleichzeitig im Windkanal gemessenen Werten befanden [6]. Um die früheren Bezeichnungen nach Möglichkeit beizubehalten, soll die  $u$ -Achse die Achse der Rotationsfläche darstellen (Abb. 10). Die  $v$ -Achse liegt in dem gezeichneten Achsenchnitt und die  $w$ -Achse liegt senkrecht dazu. Mit dem auf diese Weise frei gewordenen Buchstaben  $w$  werden dann die Geschwindigkeitsbeträge bezeichnet. Die Koordinaten  $U, V, W$  liegen beim Zeichnen eines bestimmten Linienelementes der Erzeugenden so, daß  $V$  normal zur Zeichenebene verläuft, die Richtung  $U$  verläuft tangential, die Richtung  $W$  normal zum Linienelement. Dann gibt der Krümmungsradius  $R_r$  die Krümmung der Erzeugenden an.  $R_v$  ist die Krümmung in der Richtung senkrecht dazu, wenn man die Erzeugende rotieren läßt. Der Krümmungsmittelpunkt in dieser Richtung muß zugleich auf der Rotationsachse und auf der Normalen durch das Linienelement liegen. Der Krümmungsradius  $R_u$  ist demnach gleich dem Stück der Normalen zwischen Linienelement und  $u$ -Achse. Durch die Richtung

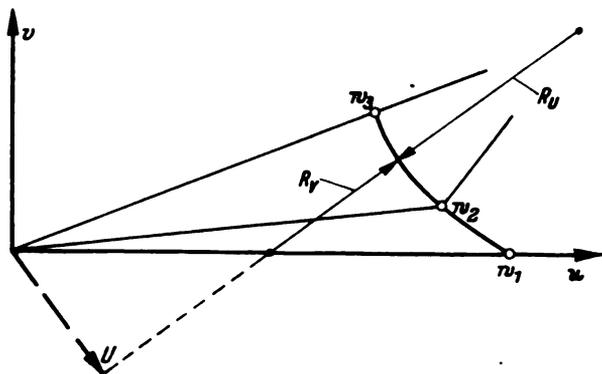


Abb. 10. Konstruktion der Erzeugenden für die Geschwindigkeitsfläche bei achsensymmetrischer Strömung (gerade angeblasener Kreiskegel).

und den Ort eines Linienelementes sind die Geschwindigkeitskomponente  $U$  sowie der Krümmungsradius  $R_v$  gegeben. Nach Gleichung (36b) ergibt sich daraus die Krümmung des Linienelementes:

$$R_r = - \frac{R_v}{1 - \frac{U^2}{c^2}} \dots \dots \dots (36c)$$

Man kann demnach den Verlauf der Erzeugenden zeichnerisch ermitteln. Die Schallgeschwindigkeit  $c$  ist durch den Betrag der Geschwindigkeit  $w$  bestimmt, z. B. für vollkommene Gase in folgender Weise:

$$c^2 = \frac{\kappa - 1}{2} (w_{\max}^2 - w^2) \dots \dots \dots (37)$$

Die Grenzbedingungen lauten beim Kegel, daß der Beginn der Ablenkung von der Geschwindigkeit  $w_1$  bis zur Geschwindigkeit  $w_2$  durch einen Verdichtungsstoß erfolgen muß. Hier beginnt erst die nach Gleichung (37c) gezeichnete Linie. Am Schluß muß die Geschwindigkeit  $w_2$  tangential zum Kegel verlaufen, also normal zur Rotationsfläche bzw. ihrer Erzeugenden (vgl. Abb. 10).

6. Störung der Potentialströmung durch Verdichtungsstöße.

Die Berührungstransformation Gleichung (33) war an das Vorhandensein eines Strömungspotentiales gebunden. Nun ist der achsial angeblasene Kegel wohl eine von den wenigen kegeligen Strömungen, die trotz der auftretenden Verdichtungsstöße eine Potentialströmung bleiben. Die gleichzeitige Achsensymmetrie und Kegeligkeit lassen keine Verschiedenheit der Entropie auf benachbarten Stromfäden zu. Unter diesen Umständen bilden sich keine Wirbel. Schon beim schräg angeblasenen Kegel haben aber die Verdichtungsstöße verschiedene Stärke und die Potentialströmung geht dadurch verloren. Durch die Berechnungen im ersten Kapitel wird zwar deutlich, daß die Verdichtungsstöße erst bei verhältnismäßig großen Umlenkungen Bedeutung erhalten und andere Forscher setzen auch vielfach für die Überschallströmung die Erhaltung der Potentialströmung voraus. Doch kann man nie wissen, wieweit eine Differentialgleichung noch zu brauchbaren Lösungen führt, wenn eine von ihren Voraussetzungen nicht erfüllbar ist.

Es gibt nun aber ein hypothetisches Gas, das von Entropievermehrungen frei ist, wenn man keine größeren Ablenkungen verlangt als bis zum Machschen Winkel. Dieses Gas läßt sich sogar unter die vollkommenen Gase einreihen, wenn man keinen Anstoß daran nimmt, daß das Verhältnis seiner spezifischen Wärmen den Wert  $\kappa = c_p c_v = -1$  bekommt. Es ist dasselbe Gas mit geradliniger Adiabate im Druckvolumen-Diagramm, das Tchapliguine und Demtschenko entdeckt haben, weil bei ihm die ebene Strömung mit freien Strahlengrenzen zur konformen Abbildung genau wie bei Flüssigkeiten führt [7]. Dieses Gas behält also auch bei Überschallgeschwindigkeit seine angenehmen Eigenschaften; es sieht nur den wirklichen Gasen nicht ganz ähnlich. Für die Schallgeschwindigkeit erhält man z. B. nach Gleichung (37) den Verlauf:

$$c^2 = w^2 - w_{\min}^2, \dots \dots \dots (37a)$$

d. h. die Schallgeschwindigkeit wächst mit der Strömungsgeschwindigkeit, statt daß sie abnimmt. Die Charakteristiken dieses Gases in der Geschwindigkeitsebene sind gerade Linien, die den Kreis mit dem Radius  $w_{\min}$  berühren. Daher besteht bei dem Gas die Strömung um die Ecke aus einer einzigen unstetigen Verdünnung. Plötzliche Verdichtungen und Verdünnungen erfolgen stets unstetig, doch sind diese Unstetigkeiten umkehrbar, so daß ihnen der eigentliche Stoßcharakter, d. h. die nicht umkehrbare Entropievermehrung fehlt. Selbstverständlich erhält man bei diesem Gase in der Reihenentwicklung des Druckes den Koeffizienten  $D = 0$  nach Gleichung (19), weil gerade durch  $D$  der Unterschied zwischen stoßweiser und adiabatischer Verdichtung erfaßt wird.

Da bei der Aufstellung der Differentialgleichung (36) vorausgesetzt wird, daß es sich um eine Potentialströmung handelt, wird man brauchbare Lösungen nur dann erwarten können, wenn die gesuchte Strömung annähernd eine Potentialströmung ist. In solchen Fällen würde man neben der Differentialgleichung (36) noch die Schallgeschwindigkeit für wirkliche Gase nach Gleichung (37) ansetzen. Stößt man bei diesem Vorgehen jedoch auf Schwierigkeiten, so hat man die Möglichkeit, die Unstimmigkeiten auf der physikalischen Seite des Ansatzes durch Verwendung des hypothetischen Gases mit der Schallgeschwindigkeit nach (37a) zu beseitigen. Da bei der Reihenentwicklung des Druckes die Gasart schon das zweite Glied, die Verdichtungsstöße erst das dritte Glied betrafen, sollte man erwarten, praktisch brauchbare Ergebnisse in vielen Fällen noch mit der Schallgeschwindigkeit für wirkliche Gase nach Gleichung (37) zu bekommen.

Die ebene und zylindrische Strömung ist ein Grenzfall der kegeligen Strömung. Im Grenzfall selbst wird die  $\chi$ -Fläche eine Ebene. Man muß daher zur Grenze übergehen, indem man die Dimension senkrecht zur Fläche im Maßstab entsprechend vergrößert. Auf diese Weise erhält man einen stetigen Übergang von der kegeligen Strömung zur ebenen Strömung. Dieser Anschluß an die ebene Strömung legt es nahe, die  $\chi$ -Fläche für den Fall  $U$  größer als  $c$  in (36b) als Polyeder anzunehmen, wie man das bei der zeichnerischen Behandlung von ebenen Überschallströmungen tut. Es bedarf jedoch noch der Untersuchung, wie weit dies möglich ist.

7. Kegelige Strömungsfelder an Tragflügelrändern.

In diesem Schlußabschnitt können leider noch keine wirklichen Lösungen kegeliger Strömungen angegeben werden. Es soll vielmehr an Hand der mutmaßlichen Gestalt der  $\chi$ -Flächen für den Außenrand eines Tragflügels und für den Knick in der Mitte eines pfeilförmigen Tragwerkes gezeigt werden, welche Druck- und Geschwindigkeitsverhältnisse erwartet werden können. In Abb. 11 ist der Rand eines rechteckigen, gerade angeblasenen Tragflügels dargestellt. Die ungestörte Anblasengeschwindigkeit  $w$  verändert sich außerhalb der Randzonen in  $w_o$  für die Oberseite und  $w_u$  für die Unterseite. Starke Abweichungen von diesen Geschwindigkeiten sind nur in der Nähe des Tragflügelrandes zu erwarten. In größerer Entfernung von den Punkten  $w_o$  und  $w_u$  muß die  $\chi$ -Fläche daher mit ihren Normalenrichtungen nahezu in die Richtung der Tragflügelkante, also beim rechteckigen Tragflügel in die gemeinsame Richtung von  $w_o$  und  $w_u$  fallen. Die  $\chi$ -Fläche ist demnach beinahe eben und normal zu  $w_o$  und  $w_u$ . Nur ist sie zwischen  $w_o$ ,  $w$  und  $w_u$  aufgeschnitten und ein Zipfel nach  $w_o$  vorgewölbt und der andere Zipfel nach  $w_u$  zurückgewölbt, wodurch die Fläche im ganzen ihre sattelförmige Krümmung erhält (Abb. 11). Die Gestalt der Fläche zeigt, daß gleichgerichtete Flächenelemente, die die Zustände an der Tragflügelober- und -unterseite wiedergeben, immer geringere Druckdiffe-

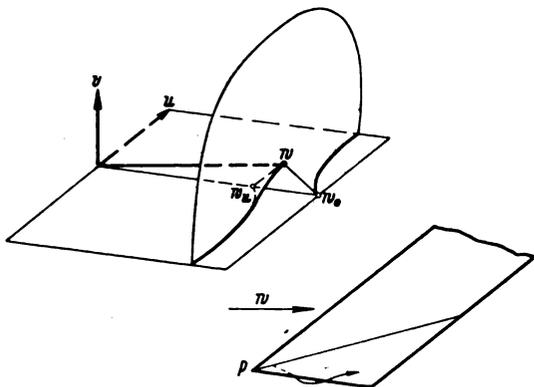


Abb. 11. Umströmung des linken Tragflügelrandes.

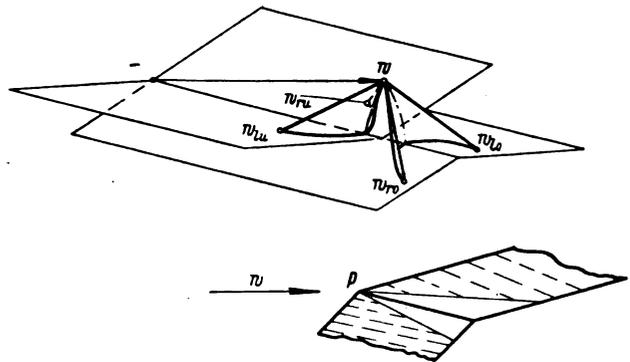


Abb. 12. Geschwindigkeitsverteilung beim Knick in der Mitte des pfeilförmigen Tragwerkes.

renzen zur Tragflügelkante hin ergeben, wobei der Druck selbst an beiden Seiten immer geringer wird. Welche höchste Geschwindigkeit und welcher niedrigster Druck dabei erreicht wird, hängt von der Art des Gases ab. Wirkliche Gase erreichen nur eine endliche höchste Geschwindigkeit beim vollen Vakuum, wobei dann auch die Quergeschwindigkeitskomponente bei der Umströmung über die Schallgeschwindigkeit steigt. Das hypothetische Gas, das sicher eine Potentialströmung liefert, ist in der Höhe der Geschwindigkeit unbegrenzt und behält in der Quergeschwindigkeitskomponente stets Unterschallgeschwindigkeit. In Wirklichkeit hat man es natürlich in der Hand, der Kante einen endlichen Krümmungsradius zu geben und damit zusätzliche Stoßverluste an wirklichen Gasen bei der Umströmung der Tragflügelkante zu vermeiden.

In Abb. 12 sind die Verhältnisse in der Mitte eines pfeilförmigen Tragwerkes untersucht, das aus zwei ebenen Platten zusammengesetzt ist. Außerhalb des Einflussesbereiches des Knickes sind für den linken und rechten Tragflügel nur die Geschwindigkeiten  $w_{lo}$ ,  $w_{lu}$ ,  $w_{ro}$  und  $w_{ru}$  an Ober- und Unterseite zu unterscheiden, die aus der ungestörten Geschwindigkeit  $w$  entstehen. Die Zustände im Einflussesbereich des Knickes sind durch sattelförmig gekrümmte Flächen gegeben, die in die Dreiecke  $w_{lo}$ ,  $w$ ,  $w_{ro}$  und  $w_{lu}$ ,  $w$ ,  $w_{ru}$  eingespannt sind. Man erkennt, daß das nach rückwärts in die Pfeilform geknickte Tragwerk im Einflussesbereich des Knickes geringere Druckdifferenzen aufweist als auf dem übrigen Tragflügel. (Knickt man das Tragwerk nach vorn, so erhält man größere Druckdifferenzen.)

Die angegebenen Beispiele lassen erkennen, daß man mit den kegeligen Strömungsfeldern interessante Ergänzungen zu den ebenen und zylindrischen Strömungsfeldern erfaßt. Der Übergang ist an sich kontinuierlich, doch sind noch verschiedene Schwierigkeiten zu überwinden, um auch die kegeligen Strömungsfelder quantitativ zu beherrschen. Ich habe diese Fragen hier aufgerollt, weil die Untersuchung des Randeinflusses dorthin führt. Zeichnerisch dürfte man außer den achsensymmetrischen Fällen, die bereits bekannt sind, kaum noch weitere  $\chi$ -Flächen ermitteln können. Es wäre aber doch vielleicht möglich, daß man eine verallgemeinerte Seifenhaut findet, die es erlaubt, die gesuchten  $\chi$ -Flächen experimentell darzustellen<sup>2)</sup>.

IV. Zusammenfassung.

Bei Überschallgeschwindigkeit besitzt auch der unendlich lange Tragflügel neben dem Reibungswiderstand einen Druckwiderstand, den sog. Wellenwiderstand. Unter geschickter Ausnutzung aller Eigenarten der Überschallströmung gelingt es, wieder Gleitzahlen zu erreichen, die mit denen bei geringen Geschwindigkeiten vergleichbar sind. Um diesen Gleitzahlen auch praktisch näher zu kommen,

<sup>2)</sup> Über Näherungsrechnungen für die Strömung am Tragflügelende auf anderer Grundlage wurde von L. Prandtl in seinem Vortrage auf der Volta-Tagung berichtet. Diese werden demnächst ausführlich veröffentlicht.

müssen noch wesentlich schlankere Profile als bisher verwendet werden. Auch bei Überschallgeschwindigkeit besitzt der Tragflügel endlicher Länge einen Randwiderstand, doch ist dieser ganz oder teilweise in dem Wellenwiderstand enthalten. Will man den Reibungs- und Wellenwiderstand klein halten, so muß man mit kleinen Flügelflächen und geringen Anstellwinkeln auskommen. Diese beiden Forderungen lassen sich nur dann vereinigen, wenn man die gegen Ablenkungen empfindlichsten Richtungen der Strömung ausnutzt, wie dies durch Anwendung pfeilförmiger Tragwerke möglich ist.

#### V. Schrifttum.

- [1] L. Prandtl und A. Busemann, Näherungsverfahren zur zeichnerischen Ermittlung von ebenen Strömungen mit Überschallgeschwindigkeiten. Stodola-Festschrift, Zürich 1929.
- [2] A. Busemann, Beitrag Gasdynamik im Handbuch der Experimentalphysik (Wien-Harms), Leipzig 1931, Bd. 4, Teilbd. 1, S. 421.
- [3] Th. Meyer, Über zweidimensionale Bewegungsvorgänge in einem Gas, das mit Überschallgeschwindigkeit strömt. Forsch.-Arb. Ing.-Wes. Nr. 62 (1908).
- [4] J. Ackeret, Luftkräfte auf Flügel, die mit größerer als Schallgeschwindigkeit bewegt werden. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Bd. 16 (1925), S. 72.
- [5] A. Busemann u. O. Walchner, Profileigenschaften bei Überschallgeschwindigkeit. Forsch.-Arb. Ing.-Wes., Jg. 4 (1933), S. 87.
- [6] A. Busemann, Drücke auf kegelförmige Spitzen bei Bewegung mit Überschallgeschwindigkeit. Z. angew. Math. Mech. Bd. 9 (1929), S. 496.
- [7] B. Demtschenko, C. R. Acad. Sci., Paris, Bd. 194 (1932), S. 1218 u. 1720.

# LUFTFAHRT- FORSCHUNG

Mit Beiträgen der nachstehenden Stellen:

Vereinigung für Luftfahrtforschung • Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, E.V., Berlin-Adlershof • Aerodynamische Versuchsanstalt beim Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung, Göttingen • Aerodynamisches Institut der Technischen Hochschule Aachen • Aerodynamisches Institut an der Technischen Hochschule Darmstadt • Institut für Aerodynamik und Flugtechnik der Technischen Hochschule Hannover • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Stuttgart • Forschungsinstitut für Kraftfahrwesen und Fahrzeugmotore an der Technischen Hochschule Stuttgart • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Berlin • Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug, Flugplatz Griesheim b. Darmstadt • Professor Dr.-Ing. Flügel u. a.

Herausgegeben von der  
**Zentrale für technisch-wissenschaftliches Berichtswesen  
über Luftfahrtforschung (ZWB)**



## INHALT:

|                                                                                                                                          |           |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>Gemeinsame Hauptversammlung 1935 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt und der Vereinigung für Luftfahrtforschung</b> . . . . . | Seite 221 |
| <b>Geschwindigkeit und Richtung der Strömung um ein Tragflügelprofil.</b> Von F. Weing . . . . .                                         | Seite 222 |
| <b>Messung der Strömung an luftgekühlten Flugmotoren-Zylindern.</b> Von F. v. Stotzingen und W. Seyerle . . . . .                        | Seite 229 |
| <b>Flugleistungsmessungen bei Segelflugzeugen.</b> Von R. Maletzke . . . . .                                                             | Seite 234 |
| <b>Meß-Einrichtungen im Segelflug.</b> Von L. Scriba . . . . .                                                                           | Seite 237 |
| <b>Vermessung beschleunigter Flugzustände.</b> Von Harth . . . . .                                                                       | Seite 240 |
| <b>Verfahren zur Bestimmung der Auftriebsverteilung längs der Spannweite.</b> Nachtrag zu A. Lippisch (Nr.3) . . . . .                   | Seite 246 |

**VERLAG VON R. OLDENBOURG, MÜNCHEN-BERLIN**



EINE WERTVOLLE ERGÄNZUNG  
ZUR „LUFTFAHRT-FORSCHUNG“  
STELLT DIE ZEITSCHRIFT

## DEUTSCHE LUFTWACHT

AUSGABE: LUFTWISSEN

dar. Die Zeitschrift ist zu beziehen vom Verlag E. S. Mittler & Sohn, Berlin SW 68, vom Verlag R. Oldenbourg, München 1, sowie durch alle Buchhandlungen

PREIS DES JAHRGANGS  
RM. 12.—

# Luftfahrt-Forschung

Jährlich erscheint ein Band (bestehend aus 8 Heften) zum Preise von RM. 16.—. Für das Ausland (mit Ausnahme der Schweiz) RM. 12.—. Bestellungen können bei jeder Buchhandlung oder beim Verlag aufgegeben werden.

**R. Oldenbourg · München 1 und Berlin**

## Verlangen Sie

*unverbindlich ein Angebot über den günstigen Bezug von „Luftfahrt-Forschung“ Bd. 1—10. Preisermäßigung und Ratenzahlung bei Bezug aller Bände. Band 11 (1934): 244 Seiten, 452 Abb., ist zum Preise von RM. 16.— lieferbar (im Ausland, mit Ausnahme der Schweiz, RM. 12.—).*

FORSCHUNGSERGEBNISSE  
DES VERKEHRSWISSENSCHAFTLICHEN  
INSTITUTS FÜR LUFTFAHRT.  
AN DER TECHNISCHEN HOCHSCHULE STUTTGART  
Herausgegeben von Prof. Dr.-Ing. CARL PIRATH

Heft 9:

## KONJUNKTUR UND LUFTVERKEHR

Von Prof. Dr.-Ing. CARL PIRATH

Lex.-8°, 58 Seiten, 32 Abbildungen im Text. RM 4.50

Der planmäßige Luftverkehr ist in den Jahren 1927—1933 seit seiner Einrichtung zum ersten Mal praktisch in stärkstem Maße abhängig gewesen von den Auf- und Abwärtsbewegungen des wirtschaftlichen Lebens oder den Konjunkturschwankungen innerhalb der Volkswirtschaften und der Weltwirtschaft. Das vorliegende Heft untersucht die damit zusammenhängenden beiden für die Zukunft des Luftverkehrs wichtigen Fragen, wie weit der Luftverkehr krisenempfindlich ist oder nicht und in welchem Maße es den Luftverkehrsgesellschaften gelungen ist, in den Zeiten größter Schwierigkeiten der Allgemeinwirtschaft die Wirtschaftlichkeit im Luftverkehr zu steigern und sich von Subventionen möglichst unabhängig zu machen. Da die Untersuchungen in den Rahmen der gesamten Verkehrswirtschaft während der letzten Wirtschaftskrise gestellt sind, so beleuchten sie in besonders wertvoller Weise das grundsätzliche Verhalten und die Abhängigkeit des Luftverkehrs sowie der Luftverkehrsunternehmungen von der Lage der Allgemeinwirtschaft im Vergleich zu den übrigen Verkehrsmitteln.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung!

VERKEHRSWISSENSCHAFTLICHE  
LEHRMITTELGESELLSCHAFT M. B. H.  
bei der Deutschen Reichsbahn, Berlin W 9

SOEBEN WURDE AUSGEGEBEN

## Jahebuch 1933 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt e. V.

590 Seiten. Din-A 4. In Leinen geb. RM. 38.—

Der Jahresbericht enthält den Tätigkeitsbericht für das Geschäftsjahr 1932/33 sowie 66 Berichte im Text und Auszüge aus etwa 200 nicht veröffentlichten Berichten

Folgende Abteilungsberichte sind gesondert erhältlich:

Aerodynamische Abteilung (RM. 2.10) — Statische Abteilung (RM. 6.60) — Flug-Abteilung (RM. 6.60) — Motoren-Abteilung (RM. 7.10) — Stoff-Abteilung (RM. 7.70) — Abteilung für Luftbildwesen u. Navigation (RM. 4.—) — Abteilung für Elektrotechnik und Funkwesen (RM. 4.50)

**R. Oldenbourg / München 1 und Berlin**

## Gemeinsame Hauptversammlung 1935 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt und der Vereinigung für Luftfahrtforschung.

Am 11. und 12. Oktober hielten die Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt (DVL) und die Vereinigung für Luftfahrtforschung (VLF) ihre zweite gemeinsame Jahresversammlung ab.

Die diesjährige Tagung unterschied sich von der vorjährigen sehr wesentlich. Während sich im Vorjahre der Teilnehmerkreis ausschließlich aus den Mitarbeitern beider Stellen zusammensetzte, waren in diesem Jahre nicht nur alle der deutschen Luftfahrt nahestehenden Kreise hinzugezogen worden, sondern auch eine große Anzahl ausländischer Forscher eingeladen. Überdies war die gesamte deutsche Öffentlichkeit durch Bildberichte in den Zeitschriften für die neuen Anlagen der DVL interessiert worden. Die Inbetriebnahme der neuen Anlagen und die Hinzuziehung der ausländischen Forscher war bestimmend für die Gestaltung der Tagung und deutete auf die Ziele hin, die sich mit ihr verbanden.

Durch die Fertigstellung der neuen Versuchseinrichtungen der DVL, wie großer Windkanal, Luftschraubenprüfstand, Motoren- Ein- und -Mehrzylinder-Prüfhalle, schalldämpfender Prüfstand, rückt die DVL, die sich bisher mangels genügender Prüfeinrichtungen nur mit behelfsmäßigen Mitteln der Experimentalforschung widmen konnte, in die Reihe der großen, mit ausreichenden Versuchseinrichtungen ausgestatteten Forschungsanstalten ein.

Durch die Hinzuziehung der fremden Forscher sollte betont werden, daß die deutschen Arbeiten am Fortschritt der Luftfahrt nicht in strenger Abgeschlossenheit erfolgen, sondern in lebendigem Gedankenaustausch mit den entsprechenden Stellen des Auslandes weitergeführt werden sollen.

Am 10. Oktober fand zunächst die feierliche Übergabe der neuen Gebäude und Einrichtungen vom Architekten an die Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt statt. Diese Feier, zu der in großem Umfange Vertreter der Luftwaffe geladen waren, gipfelte in einer Ehrung des Obersten Thomsen und des Oberstleutnants Siegert durch Aufstellung ihrer Büsten und Taufe von zwei Gemeinschaftsräumen und zweier Verkehrsflugzeuge auf ihren Namen. Siegert und Thomsen waren im Kriege die Organisatoren der deutschen Luftwaffe und gaben in dieser Eigenschaft auch der Luftfahrtforschung stärksten Antrieb.

Am 10. und 11. Oktober folgte dann in der Krolloper der eigentlich wissenschaftliche Teil der Tagung, nämlich eine Reihe von Vorträgen in- und ausländischer führender Persönlichkeiten der Luftfahrt.

Mit Rücksicht auf den sehr umfangreichen Zuhörerkreis, der sich aus Fachleuten aller Teil- und Randgebiete der Luftfahrt zusammensetzte, war die Themenstellung so gewählt worden, daß nicht nur der einzelne Fachgelehrte Interesse für die behandelte Aufgabe haben mußte, sondern darüber hinaus ganz besonders demjenigen ein Einblick in die großen Probleme der modernen Luftfahrt gegeben wurde, der auf anderen Teilgebieten tätig ist.

Folgende Vorträge wurden gehalten:

- »Das Schnellflugzeug, seine Entwicklung und Zielsetzung.« Hall. F. Hibbard, Chefkonstrukteur der Lockheed Aircraft Corp., USA.
- »Überblick über die Festigkeitsprobleme des Schalenbaus.« H. Wagner, Prof. a. d. Techn. Hochschule Berlin.
- »Konstruktion und versuchsmäßige Erfahrungen mit Schalenrümpfen.« H. Hertel, Heinkel Flugzeugwerke.
- »Probleme aus der Motorenforschung.« R. S. Capon, Royal Aircraft Establishment, England.
- »Aus der Luftfahrtmedizinischen Forschung.« H. Rein, Prof. a. d. Universität Göttingen.
- »Die technisch-wissenschaftliche Überwachung des Luftverkehrs.« E. T. Allen, Beratender Ing. f. Luftfahrtfragen, USA.
- »Die Möglichkeiten der Funktechnik und ihre Bedeutung für die Luftfahrt.« W. Runge, Telefunkengesellschaft f. drahtlose Telegraphie.

Die von den Ausländern in englischer Sprache gehaltenen Vorträge lagen den Tagungsteilnehmern im Original und in Übersetzung gedruckt vor, so daß jederzeit zwischen Vortragenden und Zuhörern das Gefühl gegenseitigen Verständnisses vorhanden war.

Die englischen Vorträge unterschieden sich in der Art, wie sie vorgetragen wurden, ganz eindeutig von den deutschen Vorträgen, obwohl hier wie dort die berufensten Fachleute für diese Themen zu Worte kamen. Während die englischen und amerikanischen Vortragenden an Hand eines ausgezeichneten Manuskripts ihre Themen rein sachlich behandelten, gaben die deutschen Vortragenden, insbesondere Prof. Wagner, Prof. Rein und Dr. Runge in freier Rede über eine sachliche Erörterung des Themas hinaus eine fesselnde Darstellung des Wollens, Arbeitens und Forschens auf den behandelten Gebieten und damit ein Bild von dem freudigen Eifer, mit dem heute in der deutschen Luftfahrt gearbeitet wird. Die Eigenart der Themenstellung, die Art ihrer Behandlung durch die Vortragenden sowie die für die Abrundung des Bildes der Tagung notwendige Schilderung aller Nebenveranstaltungen sind der Grund, daß die Vorträge nicht in der »Luftfahrtforschung«, sondern in einer Sondernummer des »Luftwissen« zusammen mit einem eingehenden Bericht über die anderen Veranstaltungen der Tagung veröffentlicht werden.

Der Wille der Veranstalter, engste Fühlungnahme mit den gleichen Stellen im Auslande herbeizuführen, geht aus der Tatsache hervor, daß auch den Ausländern die neuesten Forschungseinrichtungen und die modernsten Werke der deutschen Luftfahrt-Industrie gezeigt wurden, und ihnen damit die Möglichkeit einer Beurteilung des augenblicklichen Standes der deutschen Luftfahrt gegeben wurde.

Es ist zu hoffen, daß durch diese Tagung auch das Interesse des in diesem Jahre noch nicht beteiligten befreundeten Auslandes geweckt und daß diese Tagung für die Zukunft der Ausgangspunkt eines vermehrten freundschaftlichen Gedanken- und Forschungsaustausches wird.  
He.

# Geschwindigkeit und Richtung der Strömung um ein Tragflügelprofil.

Von F. Weinig, Berlin-Adlershof.

Die Geschwindigkeit und Richtung der Strömung in der Umgebung eines Tragflügels verdient aus verschiedenen Gründen Beachtung. So muß man sie z. B. bei Flugmessungen kennen, um die Meßgeräte der Fluggeschwindigkeit bzw. des Anstellwinkels an geeigneter Stelle anbringen zu können bzw. um zu wissen, wie man ihre Angaben korrigieren muß. Auch der Einfluß des Tragflügels auf das Leitwerk oder die gegenseitige Einwirkung der Tragflächen beim Doppeldecker sind z. T. durch die Geschwindigkeitsverteilung am Tragflügel bedingt. Wichtig ist auch die Kenntnis der Einwirkung der Tragflügelströmung auf die Strömungsverhältnisse in der Schraubenkreisebene, sei es zur Entscheidung schwingungstechnischer Fragen an den Schraubenflügelblättern und dem Triebwerk oder bei der Beurteilung des Einflusses des Flugwerkes auf den Vortriebsgütegrad der Luftschraube, eine Frage, deren Entscheidung besonders im Hinblick auf das Nur-Flügel-Flugzeug wichtig erscheint.

Aus diesem Grunde werden im folgenden Methoden angegeben, wie sich das Feld der Geschwindigkeitsverteilung um ein Tragflügelprofil wenigstens bei ebener idealer, nicht abgerissener Strömung in verhältnismäßig einfacher Weise gewinnen läßt. An dem Beispiel der Strömung um ein Joukowski-Profil wird die Methode näher erläutert.

Da sich bei gleichen Auftriebsbeiwerten erfahrungsgemäß an einem Profil in wirklicher Strömung praktisch die gleiche Druckverteilung ergibt wie in idealer, so ist auch bei gleichem Auftriebsbeiwert im Strömungsfelde die gleiche Geschwindigkeitsverteilung zu erwarten. Bei endlicher Spannweite kommt natürlich zu den Geschwindigkeiten der ebenen Profilströmung noch der Einfluß der abgehenden Wirbelflächen.

## Gliederung.

1. Das Prinzip der konformen Abbildung.
2. Die Geschwindigkeitsverteilung im Felde der Profile im allgemeinen.
3. Allgemeine Strömung um einen Kreis.
4. Die Änderung der Geschwindigkeitsverteilung mit dem Anstellwinkel.
5. Die Erzeugung tragflügelähnlicher Profile durch die Kutta-Joukowski'sche Abbildung.
6. Die Geschwindigkeitsverteilung der Strömung um Joukowski-Profile.
7. Zusammenfassung.
8. Schrifttum.

### 1. Das Prinzip der konformen Abbildung.

Bekanntlich kann jede Funktion  $\chi$  einer komplexen Veränderlichen in ihren Real- und Imaginärteil zerlegt als eine ebene Strömung einer idealen Flüssigkeit gedeutet werden. Der Realteil  $\varphi = \Re(\chi)$  stellt dann das Geschwindigkeitspotential, der Imaginärteil  $\psi = J(\chi)$  die Stromfunktion dar. Z. B. stellt, mit  $\zeta = \xi + i\eta$

$$\chi = \varphi + i\psi = \chi(\zeta) = \zeta + \frac{1}{\zeta}$$

die zirkulationsfreie Strömung um einen Kreiszyylinder in der  $\zeta = \xi + i\eta$ -Ebene dar, dessen Mittelpunkt in  $\zeta = 0$  liegt und dessen Radius  $r = 1$  ist. Im Unendlichen hat dabei die Strömungsgeschwindigkeit, die Anströmungsgeschwindigkeit, die Richtung der negativen  $\xi$ -Achse und ihre Größe ist  $w_\infty = 1$ .

Für den Bildkreis  $\zeta = e^{i\alpha}$  wird

$$\chi = \varphi + i\psi = e^{i\alpha} + e^{-i\alpha} = 2 \cos \alpha$$

somit

$$\psi = 0, \quad \varphi = 2 \cos \alpha.$$

Eine Parallelströmung in der  $z = x + iy$ -Ebene ( $w_\infty = -1$ ) ist gegeben durch

$$\chi = \varphi + i\psi = \chi(z) = z.$$

Durch Potential und Stromfunktion dieser Strömungen können nun die Punkte der  $\zeta$ -Ebene und der  $z$ -Ebene einander zugeordnet werden. Diese Abbildung ist konform. Eine konforme Abbildung erhält man allgemein, indem man die Ausdrücke für eine Strömung  $\chi$  in beiden Ebenen  $\chi(\zeta) = \chi(z)$  einander gleichsetzt, also ist für die soeben beschriebenen Strömungen durch

$$z = \zeta + \frac{1}{\zeta}$$

die konforme Abbildung der  $\zeta$ -Ebene auf die  $z$ -Ebene und umgekehrt gegeben.

Dem umströmten Kreise  $\zeta = e^{i\alpha}$  entspricht in der  $z$ -Ebene

$$z = e^{i\alpha} + e^{-i\alpha} = 2 \cos \alpha$$

eine umströmte Strecke, die aus der  $x$ -Achse den Bereich  $x = -2$  bis  $x = +2$  herauschneidet. Die beiden Seiten des Kreises entsprechen den beiden Seiten der Strecke. Den Verzweigungspunkten  $E_0$  in  $\zeta = +1$  und  $A$  in  $\zeta = -1$  der Bildkreisebene  $\zeta$  entsprechen die Verzweigungspunkte  $E_0$  in  $z = +2$  und  $A$  in  $z = -2$  der Profilebene  $z$ .

Es möge nunmehr an Stelle des Streckenprofils in der  $z$ -Ebene ein anderes Profil zirkulationsfrei umströmt werden. Diese Strömung sei wieder

$$\chi = \chi(z).$$

Durch Elimination von  $\chi$  aus  $\chi(z) = \chi(\zeta)$  erhält man dann die konforme Abbildung des Äußeren des Profils auf das Äußere des Kreises durch die Abbildungsfunktion  $z = z(\zeta)$ .

### 2. Die Geschwindigkeitsverteilung im Felde der Profile im allgemeinen.

Die Geschwindigkeit der Strömung um das Profil ist bekanntlich gegeben durch

$$\frac{d\chi}{dz} = -\bar{w} = -u + iv.$$

Die Geschwindigkeit kann aber auch unter Benutzung der Abbildungsfunktion und durch entsprechende Differenziation in der  $\zeta$ -Ebene erhalten werden:

$$\frac{d\chi}{dz} = -u + iv = \frac{d\chi}{d\zeta} \cdot \frac{d\zeta}{dz} = \frac{d\chi/d\zeta}{d z/d\zeta}.$$

Die Linien konstanter Geschwindigkeitskomponenten der Strömung in der  $z$ -Ebene und ihre Bilder in der  $\zeta$ -Ebene zeigen also ein ähnliches Verhalten wie Potentiallinien und Stromlinien, da sie ebenfalls Real- und Imaginärteil der Funktion einer komplexen Veränderlichen sind.

Statt durch ihre Komponenten  $u$  und  $v$  kann eine Geschwindigkeit auch durch ihre Größe  $w$  und Richtung  $\bar{v}$  dargestellt werden. Diese Größen erhält man aus  $-\bar{w} = -u + iv$  unter Benutzung des Supplements zu  $\bar{v} : v = \pi - \bar{v}$  durch Logarithmieren

$$\ln \frac{d\chi}{dz} = \ln -\bar{w} = \ln w + i(\pi - \bar{v}) = \ln w + i v.$$

Das Bild der Linien gleicher Geschwindigkeit und der Linien gleicher Richtung in der  $\zeta$ -Ebene erhält man somit durch

$$\ln -\bar{w} = \ln w + i v = \ln \frac{d\chi}{d\zeta} - \ln \frac{dz}{d\zeta},$$

also durch subtraktive Überlagerung der Linien gleicher Geschwindigkeit und der Linien gleicher Richtung der Bildströmung  $\left(\ln \frac{d\chi}{d\zeta}\right)$  mit den Linien gleicher Streckung und den Linien gleicher Drehung beim Übergang aus der Bildebene in die Profilebene  $\left(\ln \frac{d\delta}{d\zeta}\right)$ .

Zunächst sei die Strömung um den Kreis selbst untersucht. Es ist

$$\chi = \zeta + \frac{1}{\zeta}.$$

Diese Strömung wird also erhalten durch Überlagerung der Parallelströmung  $\zeta$  mit einer Doppelquelle 1. Ordnung  $\frac{1}{\zeta}$ . Hieraus ergibt sich

$$-\bar{w}' = -u' + i v' = \frac{d\chi}{d\zeta} = 1 - \frac{1}{\zeta^2}.$$

Die Linien gleicher Geschwindigkeitskomponenten sind also mit den Potential- und Stromlinien einer Doppelquelle 2. Ordnung gleich. In den Staupunkten  $\zeta = A = -1$  und  $\zeta = E_0 = +1$  ist, wie ja zu erwarten,  $-\bar{w} = 0$ , also  $u = 0, v = 0$ . Weiter wird

$$\ln -\bar{w}' = \ln w' + i v' = \ln \frac{d\chi}{d\zeta} = \ln \left(1 - \frac{1}{\zeta^2}\right) = \ln \frac{(1-\zeta)(1+\zeta)}{\zeta^2}$$

$$\ln -\bar{w}' = \ln w' + i v' = \ln \frac{d\chi}{d\zeta} = \ln(1-\zeta) + \ln(1+\zeta) - 2 \ln \zeta.$$

Die Linien gleicher Geschwindigkeit und gleicher Richtung sind also mit den Potential- und Stromlinien eines Quell-Senkensystems gleich. Den Staupunkten entspricht dabei je eine Senke von der Schluckfähigkeit  $-Q = -2\pi$ ; beim Umlaufen des Bildkreises ändert sich ja die Strömungsrichtung in den Staupunkten absolut je um  $\pi$ . Die Senken werden gespeist durch eine Quelle von der Ergiebigkeit  $+2Q = +4\pi$  im Mittelpunkt des Kreises  $\zeta = 0$ .

**8. Allgemeine Strömung um einen Kreis.**

Überlagert man der zirkulationsfreien Umströmung um den Kreiszyylinder noch eine Zirkulationsströmung

$$\chi_\Gamma = \frac{i\Gamma}{2\pi} \ln \zeta,$$

welche die Zirkulation  $\Gamma = 4\pi \sin \delta$  hat, so erhält man

$$\chi_\delta = \zeta + \frac{1}{\zeta} + \frac{i\Gamma}{2\pi} \ln \zeta = \zeta + \frac{1}{\zeta} + i 2 \sin \delta \ln \zeta.$$

Die Differentiation ergibt

$$\begin{aligned} \frac{d\chi_\delta}{d\zeta} &= 1 - \frac{1}{\zeta^2} + \frac{2i \sin \delta}{\zeta} \\ &= \frac{\zeta^2 - 1 + 2i \sin \delta \cdot \zeta}{\zeta^2} \\ &= \frac{(\zeta - e^{-i\delta})(\zeta + e^{i\delta})}{\zeta^2}. \end{aligned}$$

Die Staupunkte liegen dort, wo  $-\bar{w}' = \frac{d\chi}{d\zeta} = 0$  ist, also in

$$\zeta_{E,\delta} = +e^{-i\delta} \quad \text{und} \quad \zeta_A = -e^{+i\delta}.$$

Soll der hintere Verzweigungspunkt in  $\zeta_A = -1$  liegen, so muß die Anströmung um den Anstellwinkel  $\delta$  gedreht werden. Dann wird

$$\chi_\delta = e^{i\delta} \zeta + \frac{e^{-i\delta}}{\zeta} + 2i \sin \delta \ln \zeta.$$

Die Differentiation ergibt

$$\begin{aligned} \frac{d\chi_\delta}{d\zeta} &= e^{i\delta} - \frac{e^{-i\delta}}{\zeta^2} + \frac{2i \sin \delta}{\zeta} \\ &= \frac{e^{i\delta} \zeta^2 - e^{-i\delta} + 2i \sin \delta \cdot \zeta}{\zeta^2} \\ &= e^{i\delta} \frac{(\zeta - e^{-2i\delta})(\zeta + 1)}{\zeta^2} = e^{i\delta} + \frac{e^{i\delta} - e^{-i\delta}}{\zeta} - \frac{e^{-i\delta}}{\zeta^2}. \end{aligned}$$

Also ist tatsächlich

$$-\bar{w}' = \frac{d\chi_\delta}{d\zeta} = 0 \quad \text{in} \quad \zeta_A = -1;$$

der vordere Verzweigungspunkt liegt dabei gegenüber der zirkulationsfreien Umströmung um den zweifachen Anstellwinkel verdreht auf dem Bildkreis.

Die Linien gleicher Geschwindigkeitskomponenten der Strömung um einen Kreis mit Zirkulation sind somit gegeben durch die Potential- und Stromlinien einer Doppelquelle 2. Ordnung vom Trägheitsmoment  $-1$  und der Achsenrichtung  $-\delta$  und einer Doppelquelle 1. Ordnung vom Momente  $2 \sin \delta$  und der Achsenrichtung  $0$ .

Die Linien gleicher Geschwindigkeit und die Linien gleicher Richtung sind gegeben durch

$$\ln -\bar{w}'_\delta = \ln w' + i v' = \ln(\zeta - e^{-2i\delta}) + \ln(\zeta + 1) - 2 \ln \zeta,$$

also durch die Potential- und Stromlinien eines Quell-Senkensystems je einer Senke von der Schluckfähigkeit  $-Q = -2\pi$  in den Verzweigungspunkten und einer Quelle der Ergiebigkeit  $+2Q = +4\pi$  im Mittelpunkt. Der Verlagerung des Verzweigungspunktes entspricht demnach das Verlagern der Senke  $-Q = -2\pi$  von  $\zeta = +1$  nach  $\zeta = +e^{-2i\delta}$ .

**4. Die Änderung der Geschwindigkeitsverteilung mit dem Anstellwinkel.**

Mit Hilfe der Abbildungsfunktion

$$\mathfrak{z} = \mathfrak{z}(\zeta)$$

kann die Strömung  $\chi_\delta$  bei Anstellung  $\delta$  mit der durch den verlangten Abfluß im Punkte  $A$  bedingten Zirkulation auf die das Flügelprofil enthaltende  $\mathfrak{z}$ -Ebene übertragen werden.

Die Linien gleicher Geschwindigkeit und gleicher Richtung werden dann gegeben durch

$$\ln -\bar{w}_\delta = \ln w + i v = \ln \frac{d\chi_\delta}{d\mathfrak{z}} = \ln \frac{d\chi_\delta}{d\zeta} - \ln \frac{d\mathfrak{z}}{d\zeta}.$$

Dies kann man aber auch schreiben

$$\begin{aligned} \ln -\bar{w}_\delta &= \left(\ln \frac{d\chi}{d\zeta} - \ln \frac{d\mathfrak{z}}{d\zeta}\right) + \left(\ln \frac{d\chi_\delta}{d\zeta} - \ln \frac{d\chi}{d\zeta}\right) \\ &= \left(\ln \frac{d\chi}{d\zeta} - \ln \frac{d\mathfrak{z}}{d\zeta}\right) + \left(\ln(\zeta - e^{-2i\delta}) - \ln(\zeta - 1)\right). \end{aligned}$$

Der erste Teil dieses Ausdrucks stellt die Linien gleicher Geschwindigkeit und die Linien gleicher Richtung der zirkulationsfreien Anströmung dar, der zweite Teil entspricht der Verlagerung des vorderen Verzweigungspunktes infolge der Anstellung und der durch sie bedingten Zirkulation. Durch diesen Teil ist also die Änderung der Geschwindigkeit  $\frac{w_\delta}{w_0}$  infolge der Anstellung gegeben. Sie ist die gleiche wie in der Bildkreisebene:

$$w_\delta/w_0 = w'_\delta/w'_0.$$

Es ist somit

$$\ln -\bar{w}_\delta = \ln -\bar{w}_0 + \ln \frac{-\bar{w}'_\delta}{-\bar{w}'_0}.$$

Die Änderung  $w_\delta/w_0$  der Geschwindigkeitsverteilung am Profil interessiert ganz besonders. Ihm entspricht in der Bildebene  $\zeta$  der Bildkreis  $\zeta = e^{i\alpha}$

$$\ln \frac{-\bar{w}_\delta}{-\bar{w}_0} = \ln(\zeta - e^{-2i\delta}) - \ln(\zeta - 1).$$

Für  $\zeta = e^{i\alpha}$  wird

$$\ln \frac{-\bar{w}_\delta}{-\bar{w}_0} = \ln \frac{e^{i\alpha} - e^{-2i\delta}}{e^{i\alpha} - 1}.$$

Somit, da auf dem Profil nur das Verhältnis der Absolutwerte interessiert:

$$\frac{w_\delta}{w_0} = \frac{\sin\left(\frac{\alpha}{2} + \delta\right)}{\sin\frac{\alpha}{2}} = \frac{\sin\frac{\alpha}{2} \cos\delta + \cos\frac{\alpha}{2} \sin\delta}{\sin\frac{\alpha}{2}}$$

$$\frac{w_\delta}{w_0} = \cos\delta \left[ 1 + \cot\frac{\alpha}{2} \operatorname{tg}\delta \right]$$

$$\frac{w_\delta}{w_0} = \cos\delta \left[ 1 \pm \sqrt{\frac{1 + \cos\alpha}{1 - \cos\alpha}} \operatorname{tg}\delta \right].$$

Bei der zirkulationsfreien Umströmung ist aber  $\varphi_0 = 2 \cos\alpha$ , insbesondere im vorderen Verzweigungspunkt  $E_0$ :  $\varphi_{0E_0} = 2$ , im hinteren  $\varphi_{0A} = -2$ .

Damit wird

$$\frac{w_\delta}{w_0} = \cos\delta \left[ 1 \pm \sqrt{\frac{\varphi_{0E_0} + \varphi_0}{\varphi_{0E_0} - \varphi_0}} \operatorname{tg}\delta \right].$$

Dieser Ausdruck ist von der Größe der Anströmgeschwindigkeit und der wirklichen Länge des Profils vollkommen unabhängig. Kennt man also z. B. an einem Profil die Geschwindigkeitsverteilung bei zirkulationsfreier Umströmung, so kann man daraus nach Integration

$$\varphi_{0E_0} = \frac{1}{2} \int_{E_0}^A w_0 ds$$

$$\varphi_0 = \varphi_{0E_0} - \frac{1}{2} \int_{E_0}^A w_0 ds$$

durch Umrechnung die Geschwindigkeitsverteilung bei einem beliebigen Anstellwinkel erhalten.

**5. Die Erzeugung tragflügelähnlicher Profile durch die Kutta-Joukowski-Abbildung.**

Durch die Abbildung

$$\zeta = \zeta + \frac{1}{\zeta}$$

wird, wie gezeigt wurde, der Einheitskreis der  $\zeta$ -Ebene in die Strecke  $(-2 < x < 2)$  der  $\zeta$ -Ebene abgebildet; es gilt für diese Abbildung also

$$\frac{d\zeta}{d\zeta} = 1 - \frac{1}{\zeta^2}$$

$$-\ln \frac{d\zeta}{d\zeta} = -\ln(\zeta - 1) - \ln(\zeta + 1) + 2 \ln \zeta.$$

Wählt man statt des Einheitskreises einen anderen Bildkreis, welcher die Punkte  $E_0$  und  $A$  in seinem Inneren enthält, so entspricht ihm bei dieser Abbildung in der  $\zeta$ -Ebene ein tragflügelähnliches Profil (ein allgemeines Joukowski-Profil).

Liegen  $E_0$  und  $A$  auf dem neuen Bildkreis, so erhält man in der  $\zeta$ -Ebene ein Kreisbogenprofil (Kutta), liegt nur  $A$  auf dem Bildkreis und  $E_0$  im Inneren, so erhält man ein in  $A$  in eine Spitze auslaufendes, aber in Nähe von  $E_0$  abgerundetes Tragflügelprofil (Joukowski), liegen  $E_0$  und  $A$  im Inneren,  $A$  jedoch in kleinem Abstand vom neuen Bildkreis, so ergeben sich vorn entsprechend stark, hinten schwach abgerundete tragflügelähnliche Profile (Betz). Als

Zusammenflußpunkt  $A'$  hat im letzteren Falle etwa der Punkt  $A'$  zu gelten, der im Bildkreis auf dem durch  $A$  gehenden Durchmesser des neuen Bildkreises liegt. In den beiden anderen Fällen fallen  $A'$  und  $A$  zusammen. Der vordere Verzweigungspunkt  $E_0'$  bei zirkulationsfreier Umströmung liegt dann auf dem durch  $A$  gehenden Durchmesser des neuen Bildkreises. Der Mittelpunkt des neuen Bildkreises liegt also in  $\zeta = M' = \frac{E_0' + A'}{2}$ .

**6. Die Geschwindigkeitsverteilung der Strömung um Joukowski-Profil.**

Die Linien gleicher Geschwindigkeit und die Linien gleicher Richtung der Bildströmung in der  $\zeta$ -Ebene sind dann offenbar gegeben durch

$$\ln \frac{d\chi}{d\zeta} = \ln(\zeta - E_0') + \ln(\zeta - A') - 2 \ln(\zeta - M').$$

Als Ausdruck für Geschwindigkeit und Richtung der zirkulationsfreien Strömung in der  $\zeta$ -Ebene um das Tragflügelprofil ergibt sich somit

$$\ln \frac{d\chi}{d\zeta} = \ln \frac{d\chi}{d\zeta} - \ln \frac{d\zeta}{d\zeta}$$

$$\ln -\bar{w} = \ln w + i\nu = \ln(\zeta - E_0') + \ln(\zeta - A') - 2 \ln(\zeta - M') - \ln(\zeta - 1) - \ln(\zeta + 1) + 2 \ln \zeta.$$

In den besonderen Fällen der Flügelprofile mit spitzen Enden, wo  $A' = A = -1$  wird, vereinfacht sich dieser Ausdruck zu

$$\ln -\bar{w} = \ln w + i\nu = \ln(\zeta - E_0') - \ln(\zeta - 1) - 2 \ln(\zeta - M') + 2 \ln \zeta.$$

Die Linien gleicher Geschwindigkeit und die Linien gleicher Richtung der zirkulationsfreien Umströmung eines speziellen Joukowski-Profiles sind also in der Bildebene gegeben durch die Potential- und Stromlinien eines Quellsenkensystems. Eine Senke  $-Q = -2\pi$  liegt in  $\zeta = E_0'$ , eine Quelle  $+Q = +2\pi$  in  $\zeta = 1$ , eine Quelle  $+2Q = +4\pi$  in  $\zeta = M'$  und eine Senke  $-2Q = -4\pi$  in  $\zeta = 0$ .

Bei Anstellung  $\delta$  wandert der vordere Verzweigungspunkt wieder von  $E_0'$  nach  $E_\delta'$ . Am Bildkreis entspricht dieser Wanderung eine Änderung des Zentriwinkels um  $2\delta$ . Entsprechend rückt die dem Verzweigungspunkt entsprechende Senke von  $E_0'$  nach  $E_\delta'$ , so daß damit die Geschwindigkeit im Felde eines Joukowski-Profiles bei beliebiger Anstellung gegeben ist durch

$$\ln -\bar{w}_\delta = \ln w_\delta + i\nu_\delta = \ln(\zeta - E_\delta') - \ln(\zeta - 1) - 2 \ln(\zeta - M') + 2 \ln \zeta.$$

In dem speziellen Fall der Strömung um ein Kreisbogenprofil bei Anstellung in Sehnenrichtung, wird die Vorderkante des Profils zum Verzweigungspunkt. Dann fällt  $E_\delta'$  mit  $E_0 = 1$  zusammen. In diesem Falle vereinfacht sich der Ausdruck für die Geschwindigkeitsverteilung zu

$$\ln -\bar{w}_\delta = 2 \ln \zeta - 2 \ln(\zeta - M').$$

Es bleiben also zur Darstellung der Linien gleicher Geschwindigkeit und der Linien gleicher Richtung im Felde eines glatt umströmten Kreisbogenprofils nur eine Senke  $-2Q = -4\pi$  in  $\zeta = 0$  und eine Quelle  $+2Q = +4\pi$  in  $\zeta = M'$  in der Bildebene übrig.

Als Beispiel möge hier das Ergebnis der Anwendung auf ein Joukowski-Profil bei drei verschiedenen Anstellungen dienen. Zum Vergleich sind die Strömungsbilder selbst ebenfalls beigegeben<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Diese Bilder sind einer Studienarbeit von Herrn Backhaus entnommen, welcher sie mir zur Verfügung stellte, wofür ich bestens danke. Sie sind sehr sorgfältig entworfen und dürften daher besonders jenen Lesern willkommen sein, die Wert legen auf quantitativ richtige Abbildungen.

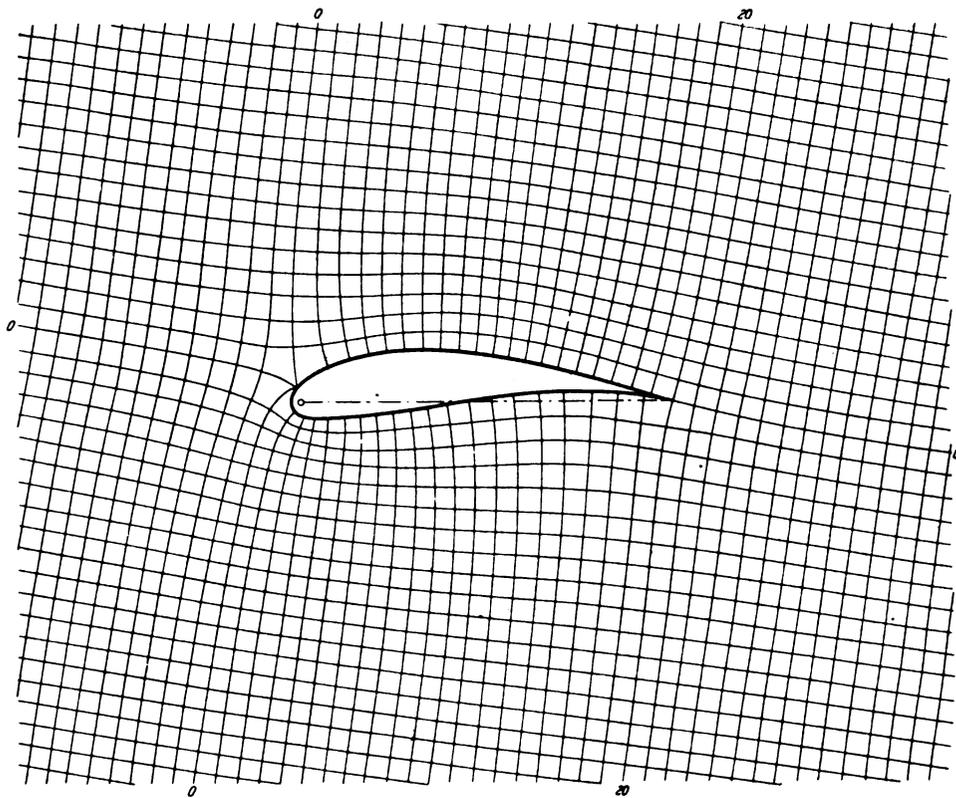


Abb. 1. Strömung ohne Zirkulation. Anstellwinkel  $\alpha = -10^\circ$ ;  $\delta = 0^\circ$ .  $c_a = 0$ .

7. Zusammenfassung.

Die Strömung um ein Flügelprofil kann außer durch das Feld der Potential- und Stromlinien auch durch die Linien gleicher Geschwindigkeitskomponenten oder durch die Linien gleicher Absolutgröße der Geschwindigkeit (Isotachen) und die Linien gleicher Richtung (Isoklinen) dargestellt werden. Diese Strömungsfelder ändern sich bei Änderung der Anstellung nach einfachen Gesetzen. Für ein Joukowski-Profil als Beispiel werden für verschiedene Anstellungen die Felder der Potential- und Stromlinien bzw. der Isotachen und Isoklinen ermittelt.

Da in hinreichender Entfernung vom Profil die Störung der Parallelströmung nur noch wenig durch die Profilform selbst, sondern mehr durch den

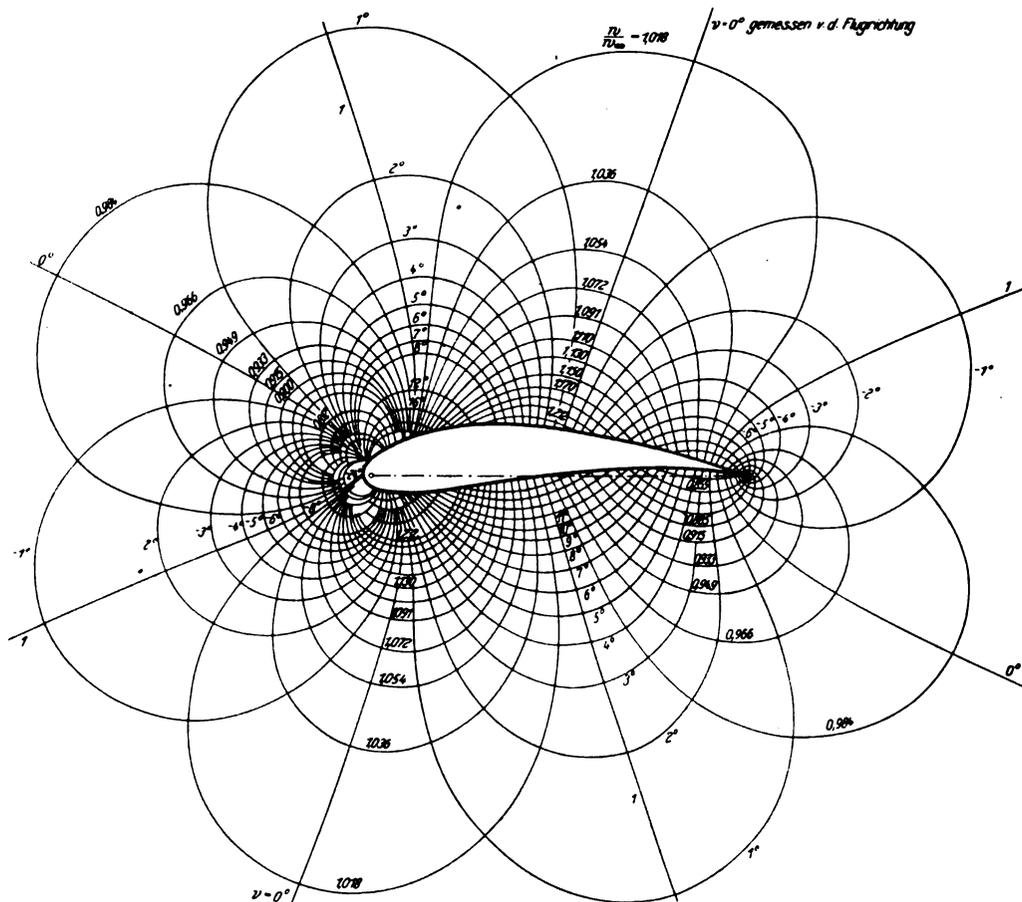


Abb. 2. Isoklinen und Isotachen der Strömung ohne Zirkulation. Anstellwinkel  $\alpha = -10^\circ$ ;  $\delta = 0^\circ$ .  $c_a = 0$ .

Auftrieb bedingt ist, so können die hier dargestellten Isotachen-Isoklinen-Felder bei gleichen Auftriebsbeiwerten auch bei anderen Profilen in hinreichender Entfernung als zutreffend angesehen werden. Damit wird also die allgemeinere Benutzung der mitgeteilten Bilder (Abb. 1, 3, 5) praktisch ermöglicht.

Daß auch in der wirklichen Strömung bei verhältnismäßig großen Anstellwinkeln außerhalb des Totwassers die Linien gleicher Geschwindigkeitskomponenten in der  $x$ - und  $y$ -Richtung (Abb. 7) und die Linien gleicher Geschwindigkeit und gleicher Richtung (Abb. 8) das gleiche Verhalten zeigen wie bei idealer Strömung, geht aus der Betrachtung der beigefügten Abb. 7 und 8 hervor, welche durch Zusammenzeichnen aus den Ergebnissen von ARC-Rep. & Mem. 989 gewonnen wurden.

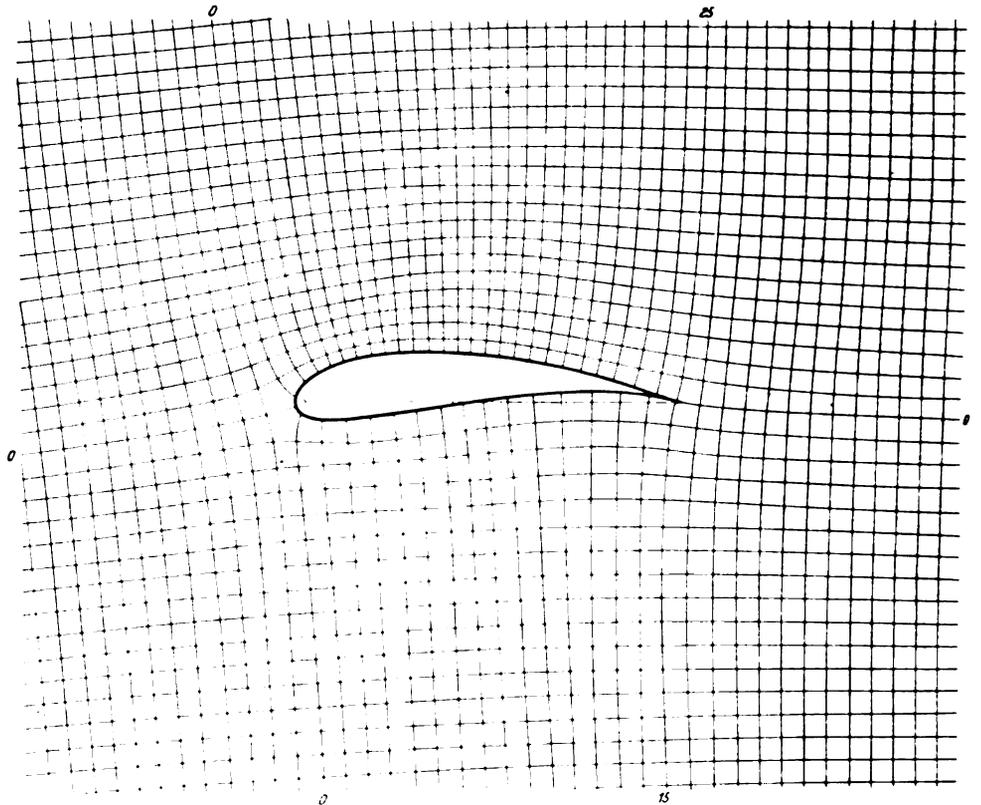


Abb. 3. Strömung mit Zirkulation. Anstellwinkel  $\alpha = -0^\circ 50'$ ;  $\delta = 9^\circ 10'$ . ca. rd. 1,1.

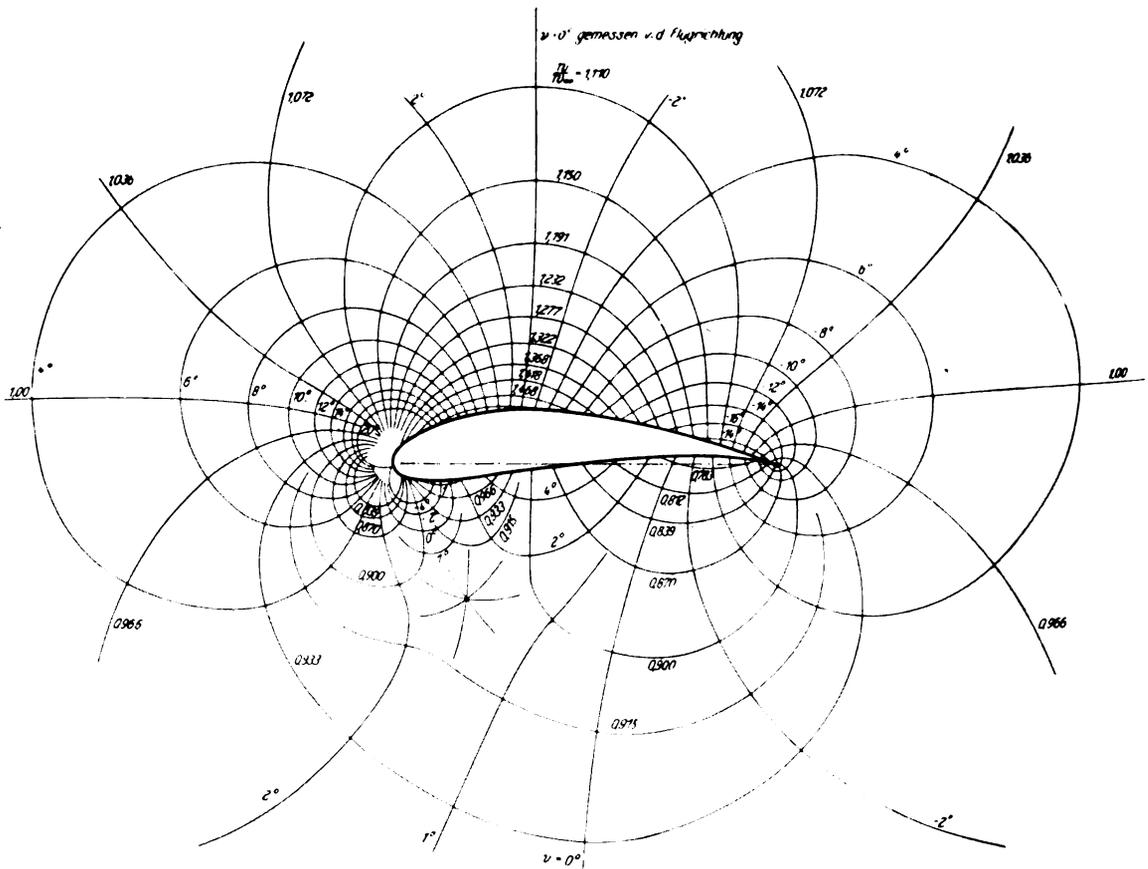


Abb. 4. Isoklinen und Isotachen der Strömung mit Zirkulation. Anstellwinkel  $\alpha = -0^\circ 50'$ ;  $\delta = 9^\circ 10'$ . ca. rd. 1,1.

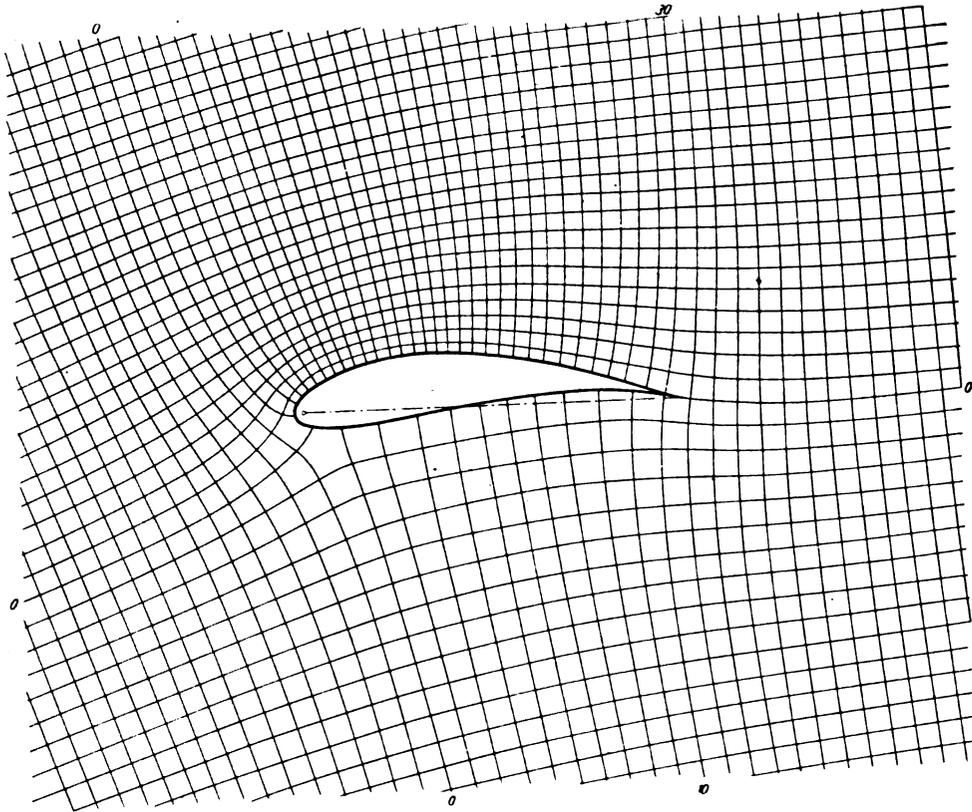


Abb. 5. Strömung mit Zirkulation. Anstellwinkel  $\alpha = 8^\circ 30'$ ;  $\delta = 18^\circ 30'$ .  $c_a$  rd. 2,2.

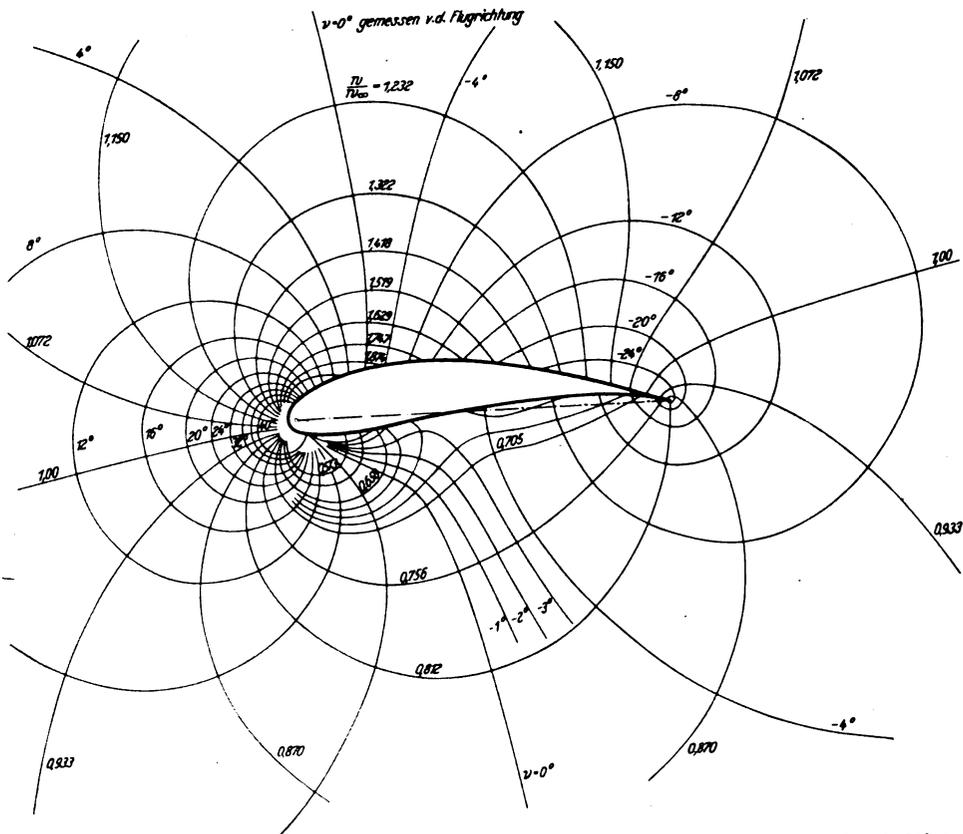


Abb. 6. Isoklinen und Isotachen der Strömung mit Zirkulation. Anstellwinkel  $\alpha = +8^\circ 30'$ ;  $\delta = 18^\circ 30'$ .  $c_a$  rd. 2,2.



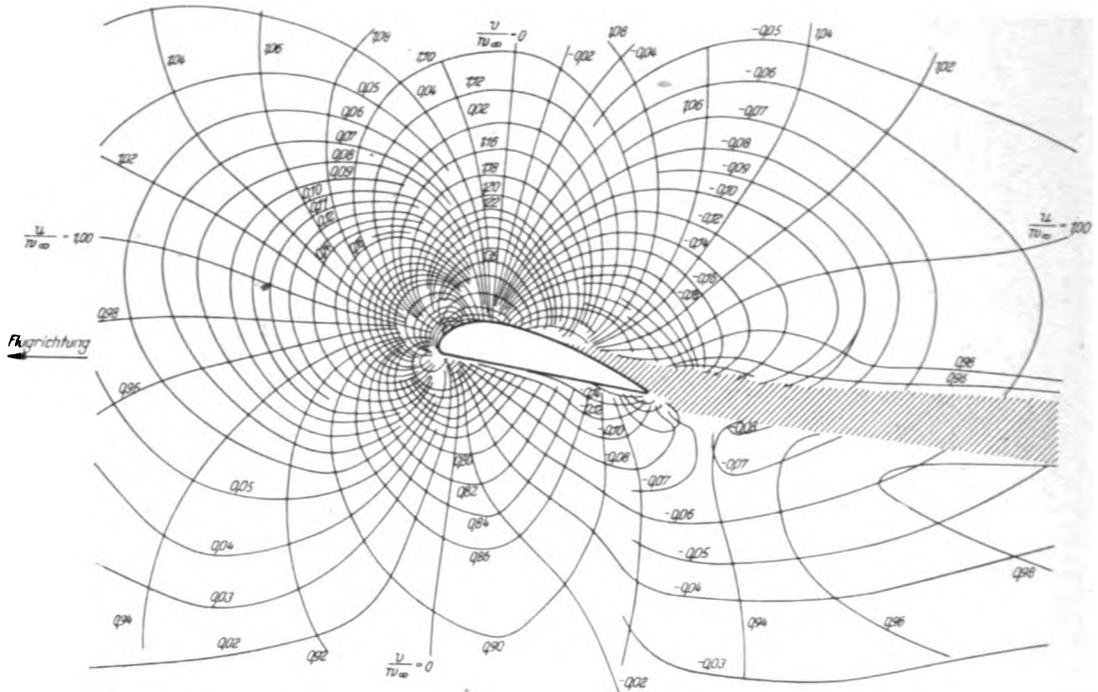


Abb. 7. Linien gleicher Geschwindigkeitskomponenten  $u w_x$  und  $v w_x$  nach Meßergebnissen.

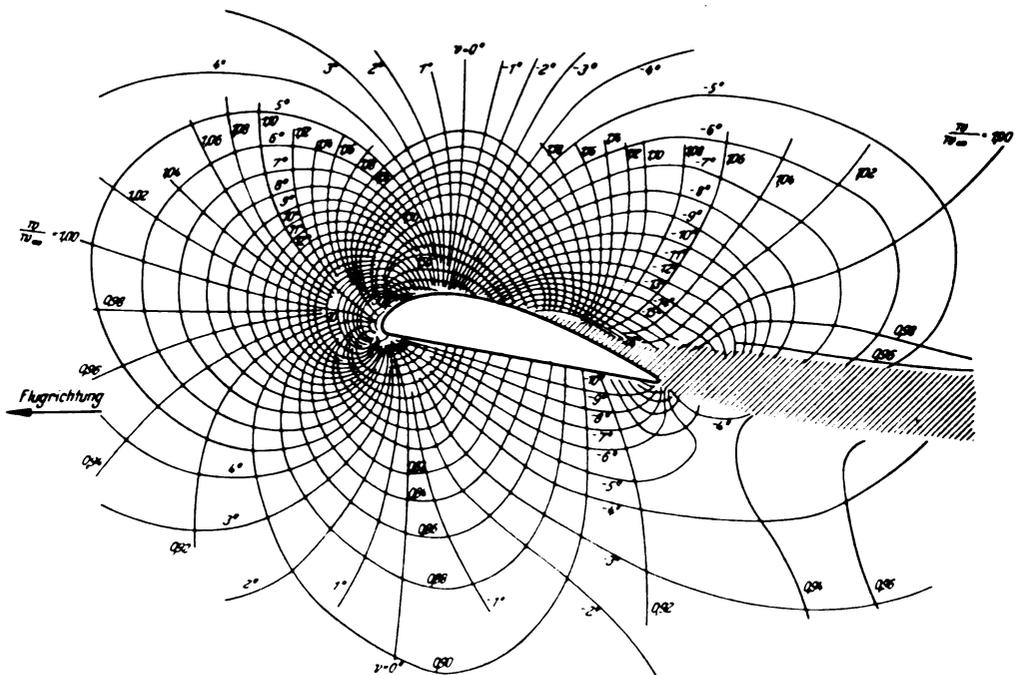


Abb. 8. Linien gleicher Strömungsgeschwindigkeit und gleicher Strömungsrichtung nach Meßergebnissen.

### 8. Schrifttum.

- [1.] C. Wieselsberger, Linien konstanter Strömungsgeschwindigkeit. Rep. Aeron. Res. Inst. Tokyo Bd. 2 (1926) Nr. 17, S. 115.
- [2.] W. Müller, Über Kurven gleicher Strömungsgeschwindigkeit. Z. angew. Math. Mech. Bd. 7 (1927), S. 236.
- [3.] F. Weinig, Zur Frage der Abrundung und Zuschärfung umströmter Kanten. Z. angew. Math. Mech. Bd. 13 (1933), S. 224.
- [4.] F. Ahlborn, Orte für Meßgeräte an Flugzeugen. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 16 (1925), Nr. 1, S. 2.
- [5.] G. Tate, Recent developments in Pioneer aircraft instruments. Aviat. Engng. Bd. 7 (1932), Nr. 4, S. 16-17.
- [6.] L. W. Bryant u. D. H. Williams, An investigation of the flow of air around an aerofoil of infinit span. Phil. Trans. Roy. Soc., London A 225 (1925), 199.
- [7.] L. W. Bryant u. D. H. Williams, Note on the connection between the lift on aerofoil in a wind and the circulation round it. ARC-Rep. & Mem. Nr. 989 (1924).
- [8.] W. Reppentin, Untersuchung über die Veränderung der Windgeschwindigkeit bei Umströmung eines Flügelprofils. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 20 (1929), Nr. 13, S. 341-347.

# Messung der Strömung an luftgekühlten Flugmotoren-Zylindern.

Von F. v. Stotzingen und W. Seyerle.

Bericht aus dem Forschungsinstitut für Kraftfahrwesen und Fahrzeugmotoren an der Technischen Hochschule Stuttgart (FKFS).

Die Untersuchung der Strömungsverhältnisse an luftgekühlten Flugmotorenzylindern bedingt die Anwendung besonderer Meßgeräte, mit denen Geschwindigkeit, Strömungsrichtung, statischer Druck und Temperatur der Luft gemessen werden können. Hierbei sind möglichst kleine Abmessungen des Gerätes anzustreben, damit die Messung in den engen Kanälen ohne größere Störung des Strömungsverlaufes und unter gleichzeitiger Erfassung möglichst aller Meßwerte an einem Meßpunkt durchgeführt werden kann.

Unter Berücksichtigung dieser Gesichtspunkte wurden im FKFS vornehmlich zwei Meßgeräte, die Staukugel und die Hitzdrahtsonde, weiter entwickelt, die bei Strömungsuntersuchungen vielfach in Anwendung sind, in den früheren Formen aber für die Sonderaufgabe der Strömungsmessung zwischen Zylinderrippen nicht ohne weiteres brauchbar waren.

### Gliederung.

- I. Messung mit der Staukugel.
- II. Messung mit der Hitzdrahtsonde, BZW — Thermo-Hitzdrahtsonde.
- III. Zusammenfassung.

#### I. Messung mit der Staukugel<sup>1)</sup>.

Die Staukugel gestattet bei verhältnismäßig einfachem Aufbau die gleichzeitige Messung: der Luftgeschwindigkeit, des statischen Druckes und der Strömungsrichtung im Raum.

##### 1. Beschreibung und Aufbau der Staukugel.

Die Staukugel besteht aus dem kugelförmigen Kopf, dem Schaft mit den Anschlußstutzen und einer Teilkreisscheibe mit Gradeinteilung und Senkel (Abb. 1, 2 und 3).

Der Kopf hat einen Durchmesser von 5 mm. Auf seiner Oberfläche sind 5 Bohrungen von 0,3 mm lichter Weite angeordnet. Bei einer Ausführung sind von diesen 5 Bohrungen 4 auf dem Äquator der Kugel gleichmäßig verteilt, die fünfte befindet sich gegenüber dem Schaft. Eine andere Art, die

<sup>1)</sup> Kugelsonde nach v. d. Hegge-Zijnen, s. ATM V 116—1, Nov. 1933. F. Kriam, Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 23 (1932) S. 369, 73.



Abb. 1. Staukugeln mit verschiedener Anordnung der Anschlußstutzen.

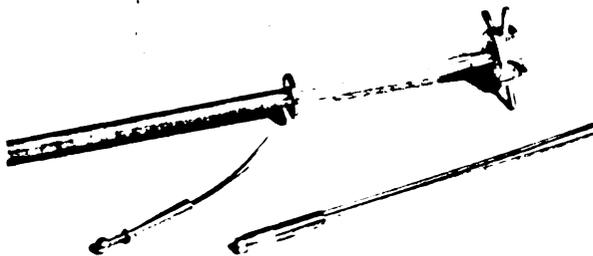
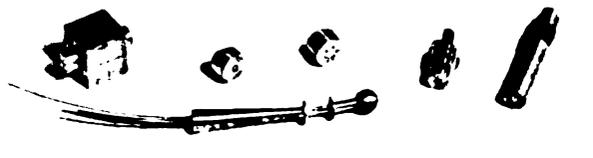


Abb. 2. Staukugelinzelteile in der Herstellung.

bei den später beschriebenen Messungen verwendet wurde, vereinigt die Bohrungen auf einer Seite der Kugel, und zwar so, daß je 3 auf 2 senkrecht zueinander stehenden Meridianen liegen. Die einzelnen Bohrungen stehen mit den Anschlußstutzen des Schaftes durch dünne, im Innern des Schaftes verlaufende Röhrchen in Verbindung (Abb. 2 u. 3).

Bei der Messung wird die Staukugel in eine verstellbare Haltevorrichtung eingebaut, in der sie bei parallel bleibender Längsachse gedreht und verschoben werden kann. Die Eintauchtiefe kann dabei an einer am Staukugelschaft angebrachten cm-Teilung, der Verdrehungswinkel an der Teilkreisscheibe abgelesen werden.

### 2. Gang der Messung.

Die 5 Stutzen, die mit den als *M*, *O*, *U*, *S*, *S* bezeichneten Bohrungen (Abb. 4) in Verbindung stehen, werden durch Gummischläuche an 6 U-Röhrenmanometern so angeschlossen, daß die Druckdifferenzen *M—S* zwischen *M* und *S*, *S—U* zwischen *S* und *U*, *O—U* zwischen *O* und *U* und *S—S* zwischen *S* und *S*, sowie der Überdruck bzw. Unterdruck *M* und *O* von *M* und *O* gegen den Atmosphärendruck gemessen werden können (Abb. 5).

Der Winkel, um den die Staukugel in ihrer Führung um die Längsachse aus einer beliebigen Bezugsebene heraus gedreht wird, werde mit  $\alpha$ , der Strömungswinkel mit  $\beta$  bezeichnet (s. Abb. 4).

Die Staukugel wird in die zu untersuchende Strömung eingeführt, nachdem die Bezugsebene für den Winkel  $\alpha$  festgestellt ist. Zur Bestimmung des Winkels  $\alpha$  wird die Staukugel so lange in ihrer Führung gedreht, bis die Druckdifferenz *S—S* zwischen *S* und *S* Null geworden ist. Der Verdrehungswinkel aus der Bezugsebene heraus, der an der Teilkreisscheibe abgelesen wird, ist der gesuchte Winkel  $\alpha$ .

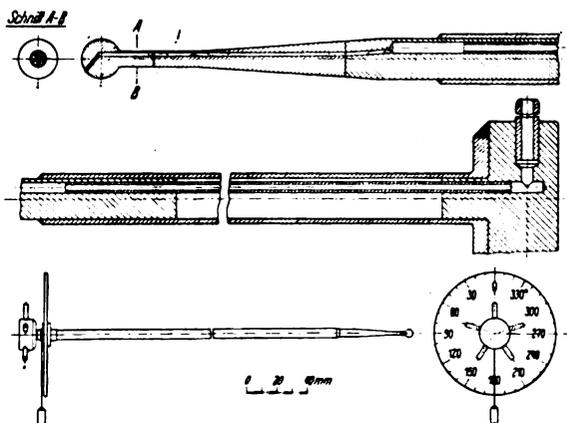


Abb. 3. Staukugelschema.

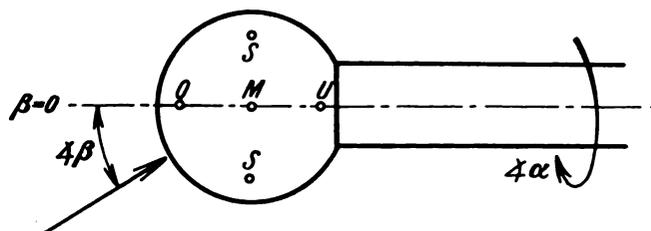


Abb. 4. Staukugelkopf mit Bezeichnung der Bohrungen und Winkel.

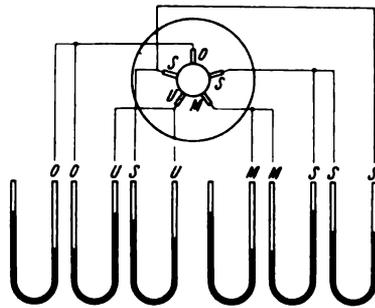


Abb. 5. Anschlüsse der Staukugelstutzen zur Druckmessung an die U-Röhren.

Nun werden die übrigen Drücke an den entsprechenden Manometern abgelesen. Aus diesen Größen lassen sich der Strömungswinkel  $\beta$ , die Strömungsgeschwindigkeit  $w$  und der statische Druck  $p_{st}$  mit Hilfe der für die Staukugel aufgenommenen Eichkurven (Abb. 6) ermitteln.

Zur Bestimmung des Strömungswinkels  $\beta$  wird zunächst die dimensionslose Kennziffer  $x$  bzw.  $\varphi$  aus der Gleichung

$$x = \frac{O-U}{M-S} \text{ bzw. } \varphi = \frac{M-S}{S-U}$$

berechnet.

Aus der Eichkurve  $x$  bzw.  $\varphi = f(\beta)$  kann dann der dem Kennwert  $x$  bzw.  $\varphi$  entsprechende Winkel  $\beta$  entnommen werden.

Für die Strömungsgeschwindigkeit  $w$  gilt die Formel

$$w = \sqrt{\frac{M-S}{1/2 \rho \delta}} \text{ [m/s],}$$

wobei  $\delta$  für den betreffenden Winkel  $\beta$  der Eichkurve  $\delta = f(\beta)$  entnommen wird.

$$\rho = \frac{\gamma}{g} = \text{Dichte des Strömungsmittels.}$$

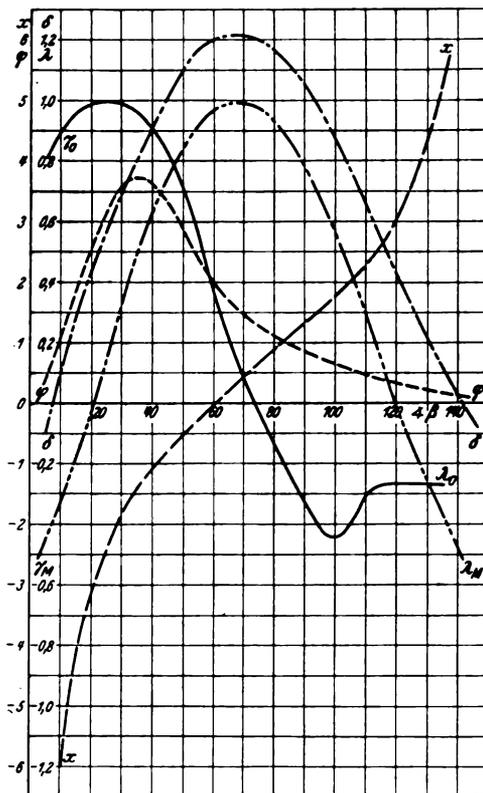


Abb. 6. Eichkurven für die Staukugel.

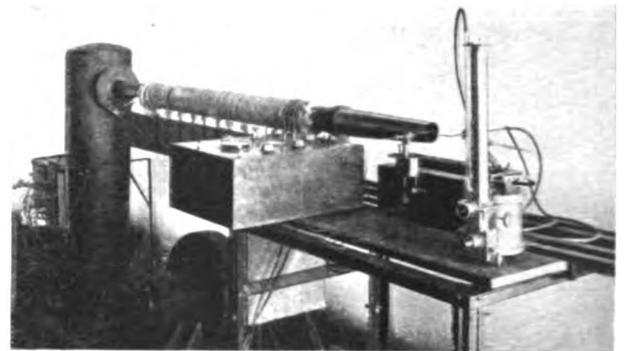


Abb. 7. Eicheinrichtung mit Heizvorrichtung vor und nach dem Beruhigungskessel.

Zur Bestimmung des statischen Druckes  $p_{st}$  dient die Beziehung

$$p_{st} = p_{ges} - p_{dyn} \text{ [mm WS],}$$

wobei

$$p_{ges} = \frac{M}{\lambda_M} \text{ und } p_{dyn} = \frac{M-S}{\delta} \text{ ist.}$$

$\lambda_M$  und  $\delta$  sind dimensionslose Kennziffern, die für den ermittelten Strömungswinkel  $\beta$  den Eichkurven  $\lambda_M$  bzw.  $\delta = f(\beta)$  entnommen werden.

### 3. Eichung der Staukugel.

Zur Ermittlung der Eichkurven wird die Staukugel in einer besonderen Eicheinrichtung (Abb. 7) geeicht.

Die Luft wird von einem Schleudergebläse, das von einem Drehstrommotor angetrieben wird, angesaugt und durch einen Beruhigungskessel sowie ein Anlaufrohr gedrückt. Man erreicht dadurch im Austrittsquerschnitt des Anlaufrohres gleichmäßige Strömung.

Die Staukugel wird waagrecht in einen Halter eingespannt, der um eine senkrechte Achse drehbar ist. Man kann dadurch verschiedene Strömungswinkel  $\beta$  einstellen, die an einer waagrechten Teilkreisscheibe abgelesen werden.

Zur Bestimmung des Gesamtdruckes  $p_{ges}$  und des statischen Druckes  $p_{st}$  an der Stelle, an der sich der Staukugelkopf befindet, dient ein Prandtl'sches Staurohr. Die Druckhöhen werden an einem Prandtl'schen Präzisionsmanometer abgelesen. Die übrigen Drücke werden mit normalen U-Röhrenmanometern gemessen, die zur Erzielung größerer Meßlängen auf einem neigbaren Winkeltisch bei  $30^\circ$  Neigung gegen die waagrechte Ebene befestigt sind (s. Abb. 8). Als Manometerflüssigkeit wird Alkohol verwendet.

Gemessen werden die Druckdifferenzen  $M-S$ ,  $S-U$ ,  $U-O$ , die Drücke  $M$  und  $O$  in Abhängigkeit vom Strömungswinkel  $\beta$  bei einem bestimmten Winkel  $\alpha$ , der dem Betrag Null der Druckdifferenz  $S-S$  entspricht. Außerdem wird, wie erwähnt,  $p_{ges}$  und  $p_{st}$  festgestellt.

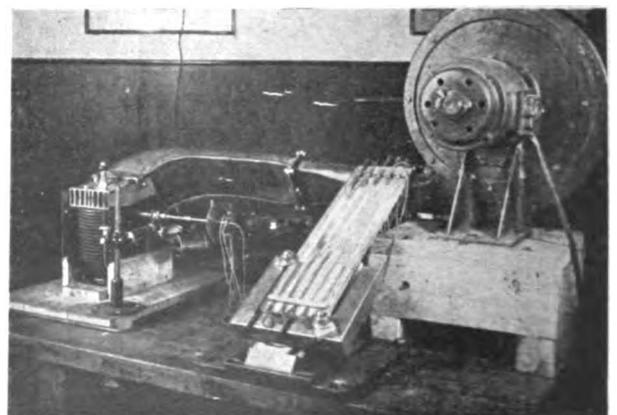


Abb. 8. Aufbau der Meßeinrichtung an einem Versuchs-Zylinder.

Zwecks Aufzeichnung der Eichkurven müssen zunächst die dimensionslosen Kennziffern bestimmt werden. Es gelten folgende Beziehungen:

$$x = \frac{O-U}{M-S}, \quad \varphi = \frac{M-S}{S-U}, \quad \lambda_0 = \frac{O}{p_{ges}},$$

$$\lambda_M = \frac{M}{p_{ges}}, \quad \delta = \frac{M-S}{p_{dyn}}$$

Nunmehr können die Eichkurven  $x, \varphi, \lambda_0, \lambda_M, \delta = f(\beta)$  aufgezeichnet werden.

4. Anwendung.

Mit der Staukugel sind Strömungsversuche an verschiedenen Modellen und Motoren durchgeführt worden. Dabei wurde der Strömungsvektor, der Gesamtdruck sowie der statische und dynamische Druck ermittelt. Als Bezugsebene für den Winkel  $\alpha = \text{Null}$  bzw.  $360^\circ$  wurde die zur Hauptströmungsrichtung der Kühlluft parallele Ebene gewählt. In dieser Ebene wurde als Bezugsrichtung für den Strömungswinkel  $\beta = \text{Null}$  die senkrecht stehende Staukugelachse angenommen. Einem Winkel  $\alpha$  von Null bzw.  $360^\circ$  und einem Strömungswinkel  $\beta$  von  $90^\circ$  entspricht demnach eine parallel zu den Kanalwänden verlaufende Strömung. Bei den meisten Messungen ergaben sich zwei Werte für den Strömungswinkel  $\beta$ , je nachdem man die Kennziffer  $x$  oder  $\varphi$  zugrunde legt. Dies bedeutet, daß die Strömung an dem betreffenden Ort nicht genau gleich gerichtet ist, sondern zwischen den angegebenen Winkeln schwankt. Die Schwankungen sind jedoch nicht groß. Die Kennziffern  $\lambda_M$  und  $\delta$  wurden mit einem mittleren Strömungswinkel bestimmt. Die Werte für die Winkel  $\alpha$  und  $\beta$  schwanken zwischen

$$\alpha = 3, 0, 357^\circ$$

$$\beta_{\text{mittel}} = 92,5, 90, 86^\circ$$

und lassen erkennen, daß die Strömung an den untersuchten Stellen praktisch parallel zu den Kanalwänden verläuft, denn diese Richtung ist gekennzeichnet durch  $\alpha = 0^\circ$  und  $360^\circ$  sowie  $\beta = 90^\circ$ .

Abb. 8 zeigt den Aufbau der waagrecht liegenden Staukugel mit auf dem Winkeltisch aufgebauten Druckröhren an einem Zylinder eines luftgekühlten Reihenmotors. Gemessen wurde die Strömung an und zwischen den Kühlrippen. Eine Haltevorrichtung, die neben dem Versuchszylinder auf einer Platte befestigt ist, ermöglicht das Einstellen der Staukugel nach Koordinaten.

II. Messung mit der Hitzdrahtsonde bzw. Thermo-Hitzdrahtsonde<sup>2)</sup>.

Auf die Anwendung der Staukugel in sehr engen Kanälen muß aber verzichtet werden, da sie infolge ihrer durch die Herstellung bedingten Abmessungen die Strömung beeinflusst. In diesen Fällen ist man zur Ermittlung der Strömungsgeschwindigkeit auf die Hitzdrahtsonde bzw. Thermo-Hitzdrahtsonde angewiesen.

1. Grundlagen der Messung.

Die Messung mit der Hitzdrahtsonde beruht auf folgender Grundlage: ein stromdurchflossener Leiter wird dem zu untersuchenden Luftstrom ausgesetzt. Durch die vorbeiströmende Luft wird er abgekühlt, was eine Veränderung seines Ohmschen Widerstandes zur Folge hat. Diese Widerstandsänderung ist somit ein Maß für die Luftgeschwindigkeit und wird mittels einer Wheatstoneschen Brücke gemessen.

2. Baubeschreibung.

Die Sonde besteht aus dem Sondenkopf und dem Sondenhalter (Abb. 9, 10, 11).

Der Sondenkopf trägt die als Hitzdraht dienende Platinspirale von 6 bis 7 Windungen und einer Drahtstärke von

<sup>2)</sup> Abhandlungen aus dem Aerodynamischen Institut a. d. T. H. Aachen Heft 12, S. 13. Mitt. Hydraul. Institut T. H. München Nr. 7 (1933) S. 74/85.

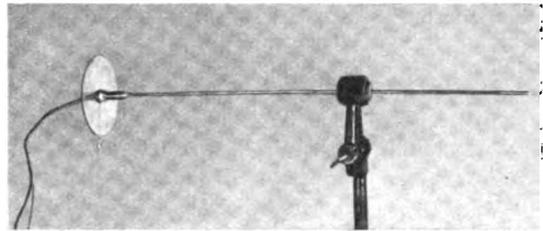


Abb. 9. Thermohitzdrahtsonde, Gesamtansicht.

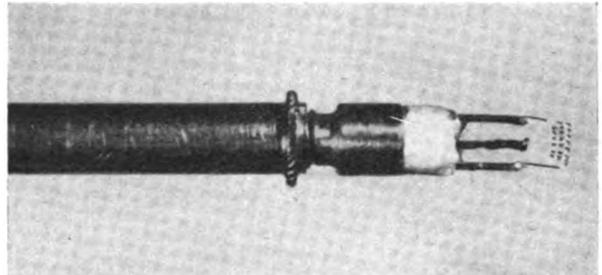


Abb. 10. Sondenkopf in Sondenhalter eingebaut. Zwischen dem Halter und dem Hitzdraht befindet sich das Thermoelement.

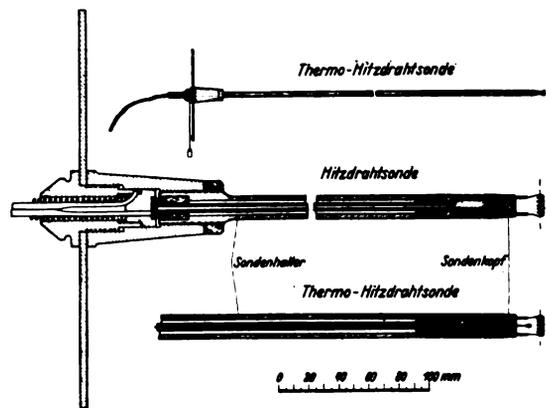


Abb. 11. Thermohitzdrahtsonde, Schema.

0,04 mm bis 0,05 mm, die mit ihren 2 bis 3 mm langen Schenkeln an zwei mittels eines widerstandsfähigen Zahnkittes voneinander isolierten Stützen aus Kupferdraht so angelötet ist, daß bei geheizter Spirale möglichst wenig Wärme an die sie umgebenden Teile abgeführt wird. Der Sondenkopf wird in den Sondenhalter eingeschraubt. Die Platinspirale kann dadurch in einfacher Weise gegen eine andere umgewechselt werden.

Der Sondenhalter ist aus einem dünnen Rohr aus Neusilber gefertigt, in dessen Innern die Zuleitung zu einem Ende der Platinspirale in Form eines engen Kupferrohres isoliert verlegt ist. Die andere Zuleitung bildet das Neusilberrohr. An dem einen Ende des Halters befindet sich ein Gewinde zum Einschrauben des Kopfes, an dem anderen eine Teilkreisscheibe mit Gradeinteilung und Senkel zum Einstellen der Platinspirale in die Strömungsrichtung.

Die Leitung zum Anschluß der Sonde an die Brückenschaltung besteht aus zwei dünnen, gut isolierten Kupferlitzen, die einerseits mit dem Sondenhalter verlötet, anderseits mit zwei Steckern versehen sind.

Um die Platinspirale, solange nicht gemessen wird, vor Beschädigung zu schützen, wird ein Reagenzglas über den Sondenkopf tragenden Teil der Sonde gestülpt. Die Führung des Reagenzglases erfolgt durch zwei geschlitzte Korke, die über das Neusilberrohr des Halters geschoben werden.

Die Hitzdrahtsonde gestattet lediglich die Messung der Strömungsgeschwindigkeit bei Raumtemperatur. Bei der Messung der Kühlluftgeschwindigkeit an laufenden Motoren muß die Temperatur der Luft berücksichtigt werden, da

die abkühlende Wirkung warmer Luft auf die geheizte Sonde eine geringere ist als bei Luft von Raumtemperatur.

Mit der dazu gebauten Thermo-Hitzdrahtsonde kann außer der Geschwindigkeit auch die Temperatur der Luft gemessen und damit die Strömungsgeschwindigkeit auch in heißer Luft einwandfrei bestimmt werden.

Zur Ausbildung der Thermo-Hitzdrahtsonde wurde in die Hitzdrahtsonde ein Kupfer-Konstantan-Thermoelement von 0,15 mm Durchmesser eingebaut, dessen Thermopunkt in der Mitte und etwa auf der Höhe der Stutzen ist, an denen der Hitzdraht angelötet ist (Abb. 10 u. 11 unten). Die beiden Thermodrähte werden im Innern des isolierten Kupferrohres nach außen geführt und an die Klemmen eines Millivoltmeters gelegt. Die der Spannung entsprechende Temperatur wird der Eichkurve des Thermoelements entnommen. Um den Sondenkopf rasch auswechseln zu können, hat der Zahnkitt eine genügend große Bohrung, so daß beim Abschrauben des Kopfes der aus dem Sondenhalter herausragende Teil des Thermoelementes mit dem Thermopunkt stehenbleiben kann.

### 3. Meßbrücke.

Die Hitzdrahtsonde wird in die bekannte Schaltung einer Wheatstoneschen Brücke eingefügt (Abb. 12).  $R_1$  und  $R_2$  stellen unveränderliche Widerstände dar,  $R_v$  ist der veränderliche Vergleichswiderstand,  $R_x$  der unbekannte Widerstand, der in diesem Falle von der Hitzdrahtsonde gebildet wird.  $B$  bedeutet eine Akkumulatorenbatterie mit einer Spannung von 6 Volt. Mit dem Schiebewiderstand  $R_s$  wird der die Brücke durchfließende Strom geregelt. Um die Widerstände  $R_v$  und  $R_s$  feinstufig verändern zu können, wurde zu einem Teil ihrer Windungen ein kleiner Drehwiderstand parallel geschaltet.

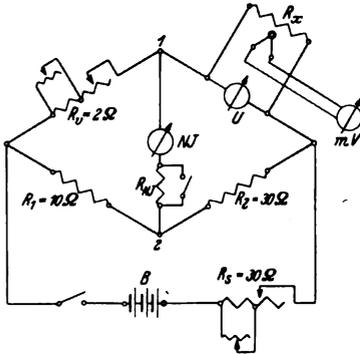


Abb. 12. Schaltung der Thermo-Hitzdrahtsonde in der Wheatstoneschen Brücke.

Ist die Brücke durch Verändern der Widerstände  $R_v$  und  $R_s$  abgeglichen, so haben die Punkte 1 und 2 der Brücke gleiches Potential, d. h. das Null-Instrument  $NJ$  darf keinen Ausschlag mehr zeigen. Es gilt dann die bekannte Beziehung

$$\frac{R_x}{R_v} = \frac{R_2}{R_1}$$

Der Widerstand  $R_{NJ}$  stellt einen Schutzwiderstand für das Null-Instrument dar, der kurz geschlossen wird, wenn die Brücke nahezu abgeglichen ist.  $N$  wird die Spannung des die Sonde durchfließenden Stromes und mit dem Millivoltmeter  $mV$  die Temperatur des Thermoelementes abgelesen.

Für die Hitzdrahtsonden wurden mehrere Meßbrücken gebaut. Bei den beiden ersten Ausführungen wurden die einzelnen Widerstände und Meßinstrumente auf einem Sperrholzbrett befestigt. Die veränderlichen Widerstände sind als Schiebewiderstände ausgeführt worden. Bei den neueren Meßbrücken fanden Drehwiderstände mit zwölf Stufen Verwendung, die mit den übrigen Widerständen und Meßinstrumenten auf der Rückseite einer Pertinaxplatte befestigt und in einen Holzkasten eingebaut wurden (Abb. 13). Auf der Vorderseite der Platte sind dann lediglich die

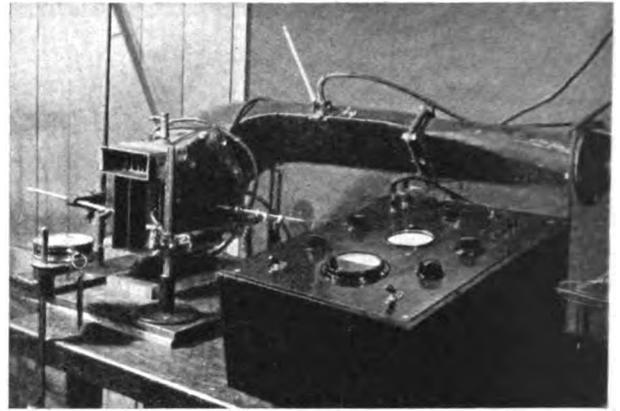


Abb. 13. Hitzdrahtsonde an Versuchszyylinder mit Führung und neuer Ausführung der Meßbrücke.

Skalenscheibe des Voltmeters  $U$  und Nullinstrumentes  $NJ$  sowie die Schalter, Drehknöpfe und Steckbuchsen sichtbar.

### 4. Gang der Messung.

Die Messung selbst geht in folgender Weise vor sich. Nachdem die Sonde in einen Zweig der Brücke eingebaut ist, wird der Nullpunkt eingestellt, d. h. man gibt ihr bei der Luftgeschwindigkeit Null mit übergestecktem Reagenzglas eine bestimmte Vorheizung und damit einen bestimmten elektrischen Widerstand, der der Messung zugrunde gelegt wird. Gemessen wird der Spannungsabfall  $U$  an der Sonde, der vom Heizstrom hervorgerufen wird. Nach erfolgter Abgleichung der Brücke wird der Hitzdraht unter Berücksichtigung der bei der Eichung erfolgten Anströmungsrichtung senkrecht zur Achse der Glühspirale und des Sondenhalters in den Luftstrom gebracht, dessen Geschwindigkeit  $w$  gemessen werden soll, nachdem zuvor die Strömungsrichtung mit einem dünnen Seidenfaden festgestellt worden ist. Im Strömungsfeld wird die vorgeheizte Sonde abgekühlt, d. h. ihr Widerstand nimmt ab. Dadurch wird die Brücke verstimmt. Um das Brückengleichgewicht wieder herzustellen, muß der die Sonde durchfließende Strom so lange vergrößert werden, bis das Nullinstrument der Brücke keinen Ausschlag mehr zeigt. Der Widerstand der Platinspirale ist dann wieder genau so groß wie vorher. Hierauf wird die Spannung an der Sonde abgelesen und der entsprechende Wert für die Geschwindigkeit der Eichkurve  $U = f(w)$  entnommen.

Bei der Messung mit der Thermo-Hitzdrahtsonde wird außer der Spannung noch die Temperatur der Kühlluft abgelesen. Alsdann wird die der Spannung und Temperatur entsprechende Geschwindigkeit aus den für verschiedene Temperaturen aufgetragenen Eichkurven der Thermo-Hitzdrahtsonde ermittelt.

### 5. Eichung.

Vor und nach der Aufnahme einer Meßreihe muß die Sonde geeicht werden. Eine oftmalige Nacheichung hat sich als zweckmäßig erwiesen, da auch leichte Beschädigungen der empfindlichen Platinspirale eine Empfindlichkeitsänderung der Meßeinrichtung zur Folge haben können.

Zur Eichung wird dieselbe Einrichtung verwendet, die bereits bei der Eichung der Staukugel beschrieben und in Abb. 7 gezeigt wurde.

Zur Ermittlung der Luftgeschwindigkeit wird die dynamische Druckhöhe  $h$  mit Hilfe eines in den Luftstrom gebrachten Prandtlischen Staurohres an einem Präzisionsmanometer abgelesen. Die Luftgeschwindigkeit berechnet man aus der bekannten Beziehung

$$w = c \sqrt{h} \quad [\text{m/s}]$$

wobei

$$c = \sqrt{\frac{2g \cdot R \cdot T}{P_0} \gamma}$$

ist.

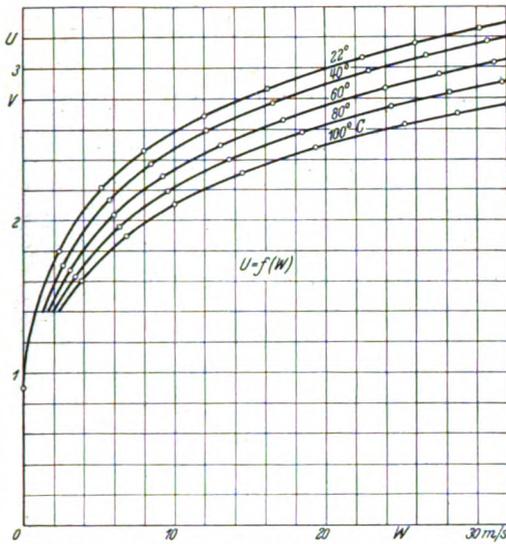


Abb. 14. Eichkurven für die Thermo-Hitzdrahtsonde bei verschiedenen Temperaturen.

In dieser Gleichung bedeutet:

$R$  = Gaskonstante = 29,27 für Luft,

$T$  = 273 +  $t$ ,

$P_0$  = der auf den Barometerstand reduzierte Druck [kg/m<sup>2</sup>],

$$P_0 = 10000 \cdot \frac{b_0}{b'_0}$$

$t$  = Temperatur der angesaugten Luft [°C],

$b'_0$  = der auf die Temperatur  $t_0$  bezogene Barometerstand von 735,5 mm QS = 1 kg/m<sup>2</sup> [mm Hg],

$b_0$  = Barometerstand bei der Temperatur  $t_0$  [mm Hg],

$\gamma$  = spezifisches Gewicht der Manometerflüssigkeit.

|              |             |             |             |             |             |            |
|--------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|------------|
| 4,4<br>34,5  | 3,0<br>32   | 1,8<br>31,5 | 1,8<br>30,0 | 1,4<br>32,5 | 3,0<br>35,5 | 3,3<br>32  |
| 6,8<br>48,5  | 5,5<br>44   | 4,1<br>39   | 3,5<br>36   | 3,0<br>39,5 | 5,2<br>43,5 | 6,7<br>43  |
| 8,6<br>55,5  | 7,8<br>53   | 8,0<br>48   | 8,7<br>45   | 8,0<br>44   | 8,6<br>52,5 | 9,6<br>56  |
| 10,2<br>59,5 | 8,8<br>56   | 7,3<br>51,5 | 11,0<br>48  | 11,5<br>48  | 8,7<br>53   | 11,0<br>59 |
| 10,3<br>64   | 8,0<br>59,5 | 6,5<br>54   | 12,4<br>55  | 10,0<br>53  | 7,0<br>57   | 11,3<br>63 |

Durch Verstellen des am Gebläse angebrachten Schiebers können verschiedene Druckhöhen bzw. Geschwindigkeiten erhalten werden.

Hat man die Luftgeschwindigkeit bestimmt, so bringt man an die Stelle, an der sich vorher die Staurohrspitze befand, die Platinspirale, und zwar so, daß ihre Achse so wie die Achse des Sondenhalters senkrecht zum Luftstrom zu stehen kommt, da in dieser Lage die Abkühlung und damit die Empfindlichkeit der Messung am größten ist. Die Abgleichung der Brücke erfolgt dann nach der bereits beschriebenen Weise.

Aus einer Anzahl zusammengehöriger Werte von Spannung  $U$  an der Sonde und Luftgeschwindigkeit  $w$  erhält man dann die Eichkurve  $U = f(w)$  (Abb. 14). Um die Thermo-Hitzdrahtsonde bei verschiedenen Lufttemperaturen eichen zu können, wurde in das kurze Rohrstück zwischen Gebläse und Beruhigungskessel der Eicheinrichtung eine regulierbare Heizwicklung von etwa 10 kW Leistungsaufnahme eingebaut.

Abb. 14 zeigt fünf Eichkurven für Lufttemperaturen von 22, 40, 60, 80 und 100° C. Wie ersichtlich, verlaufen sie mit zunehmender Tem-

peratur immer flacher, da die abkühlende Wirkung warmer Luft auf die Platinspirale mit zunehmender Temperatur immer geringer wird. Die Widerstandsänderung des Hitzdrahtes wird also ebenfalls kleiner und damit auch der Spannungsabfall bzw. der Strom, den man durch die Sonde schicken muß, um denselben Widerstand wie vorher zu erhalten.

### 6. Anwendung.

Mit der Hitzdraht- bzw. Thermo-Hitzdrahtsonde sind Strömungsversuche an verschiedenen Modellen und Motoren durchgeführt worden. So wurde mit der Hitzdrahtsonde das Geschwindigkeitsfeld am Eintritt in ein Gebläse, mit der Thermo-Hitzdrahtsonde das Geschwindigkeits- und Temperaturfeld am Austritt aus einem Zylinder eines 4-Zylinder-Reihenmotors ermittelt. Die in Abb. 15 eingetragenen Werte geben ein Zahlenbeispiel für die Messung mit der Thermo-Hitzdrahtsonde. Gemessen wurde Geschwindigkeit (oberer Wert) und Temperatur (unterer Wert) der aus einem Zylinder austretenden Kühlluft im Austrittsquerschnitt des am Zylinder angebrachten Luftführungs Kanals an den ange deuteten Stellen, nach dem zuvor die Strömungsrichtung mit einem dünnen Seidenfaden festgestellt worden war. Bei der Ermittlung der Strömungsrichtung zeigte sich, daß die Strömung praktisch parallel zu den Wänden der Leitbleche verläuft.

### III. Zusammenfassung.

Im FKFS wurden die Kugel- und die Hitzdrahtsonde für die Erfordernisse von Strömungsmessungen an den Zylindern luftgekühlter Motoren weiterentwickelt, wobei vor allem auf kleinste Abmessungen der Meßgeräte Wert gelegt wurde.

So stellt die in gedrängter Bauweise hergestellte Staukugel ein brauchbares Meßgerät dar zur gleichzeitigen Messung von Geschwindigkeit, Richtung und Staudruck der Kühlluftströmungen. Wenn die Kanäle so

eng sind, daß die Kugelsonde eine Störung der Luftströmung hervorrufen würde, findet die Thermo-Hitzdrahtsonde Verwendung, mittels der Temperatur und Geschwindigkeit der Luft gemessen werden können. Die Strömungsrichtung muß dann vor der Messung mit einem dünnen Seidenfaden festgestellt werden.

Zur Eichung beider Meßgeräte wird eine Einrichtung verwendet, die im wesentlichen aus Gebläse, Beruhigungskessel und Strömungsrohr zur Erreichung gleichmäßiger Strömung besteht.

Die Kugel- und die Hitzdraht- bzw. Thermo-Hitzdrahtsonde wurden im FKFS mit Erfolg für Strömungsmessungen an luftgekühlten Motoren verwendet.

|              |            |              |              |
|--------------|------------|--------------|--------------|
| 2,8<br>71    | 5,0<br>71  | 5,4<br>67    | 3,8<br>68    |
| 3,3<br>77    | 5,9<br>71  | 5,4<br>88,5  | 8,6<br>87    |
| 10,4<br>80,5 | 11,9<br>84 | 13,0<br>85,5 | 11,5<br>87,5 |
| 12,5<br>81,5 | 11,8<br>84 | 11,2<br>89   | 11,2<br>90   |
| 9,4<br>79    | 11,1<br>84 | 11,2<br>87,5 | 10,6<br>86,5 |
| 9,7<br>79    | 10,9<br>81 | 11,8<br>82,5 | 9,8<br>84    |

Abb. 15. Geschwindigkeits- und Temperaturefeld im Austrittsquerschnitt des Luftführungs Kanals am heißesten Zylinder eines luftgekühlten 4-Zylinder-Fahrzeugmotors bei 1800 U/min. Luftgeschwindigkeit in m/s (obere Zahl), Kühllufttemperatur in °C (untere Zahl).

## Flugleistungsmessungen mit Segelflugzeugen.

Von R. Maletzke, Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug (DFS), Griesheim bei Darmstadt.

Vorgetragen am 12. 7. 1935 auf der Tagung der Vereinigung für Luftfahrtforschung (VLF),

Ausschuß für Segelflugwesen, in Schwäbisch-Gmünd/Hornberg.

*Die Leistungsfähigkeit eines Segelflzeuges wird maßgeblich durch seine Sinkgeschwindigkeit bestimmt. Die zur Feststellung dieser Größe notwendigen Messungen erfordern ein genau arbeitendes Gerät und saubere Auswertung der Ergebnisse. Die Anforderungen, die an Druckmesser gestellt werden müssen, die erforderliche Genauigkeit der Synchronisierung von Druck- und Geschwindigkeitsaufzeichnung werden im folgenden besprochen und praktische Ergebnisse mitgeteilt.*

### Gliederung.

1. Einleitung.
2. Frühere Untersuchungen.
3. Grundsätzliches über die barometrische Höhenmessung.
4. Messungen mit dem Askania-Vierfachsreiber.
5. Auswertung der Messungen.
6. Zusammenfassung.

### 1. Einleitung.

Die Leistung eines Segelflzeuges wird bestimmt durch seine Sinkgeschwindigkeit. Diese ist abhängig von der Horizontalgeschwindigkeit. Je geringer die Sinkgeschwindigkeit bei hohen Staudrücken, um so leistungsfähiger ist das Flugzeug für den Streckenflug.

Der Flugzeugbauer berechnet sich zunächst die Sinkgeschwindigkeit der Maschine nach der Formel

$$v_z = \frac{c_w}{c_a^{1,5}} \sqrt{\frac{G}{F \cdot \rho_{12}}}$$

und hofft und wünscht, daß diese mit der Praxis übereinstimmt. Trotzdem eine Nachprüfung dieser Formel für den Flugzeugbauer dringend notwendig ist, liegen wirklich brauchbare Messungen nur in sehr geringem Umfange vor. Allerdings bereitet eine gute Messung praktisch außerordentliche Schwierigkeiten, wenn als Maß der Meßgenauigkeit die Forderung des Flugzeugbauers zugrunde gelegt wird, die Sinkgeschwindigkeit auf 1 cm/s zu bestimmen. Die Beantwortung der Frage, inwieweit diese Forderung überhaupt erfüllt werden kann, soll zunächst zurückgestellt werden.

### 2. Frühere Untersuchungen.

Das Deutsche Forschungsinstitut für Segelflug führte bereits im Vorjahre Flugleistungsmessungen durch. Für diese Versuche standen zur Verfügung:

1. 1 Staudruckschreiber mit 1stündigem Umlauf, Meßbereich 0—150 km/h,
2. 1 Barograph mit 1stündigem Umlauf und einem Meßbereich von 2000 m.

Dieser verhältnismäßig kleine Meßbereich ist notwendig, um möglichst große Ausschläge für die Höhenstufen zu erhalten. Bei der Auswertung wurden zunächst aus dem Staudruckschrieb solche Stücke herausgegriffen, die gleichen Staudruck zeigten. Durch zeitliche Synchronisierung der beiden Instrumente konnte das zugehörige Element der Barographenkurve gewonnen werden. Unter Zugrundelegung konstanten Vorschubes wurde die Höhendifferenz durch Bestimmung des Neigungswinkels der Kurve ermittelt. Auf die Auswertmethode soll an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden, da sie im Zusammenhang mit dem optischen Instrument etwas ausführlicher besprochen werden muß. Sie hat an sich eine ganze Reihe brauchbarer Ergebnisse gebracht. Es zeigt sich jedoch, daß die Genauigkeit der Meßergebnisse aber nicht ausreichte, um den Anforderungen des Flugzeugbauers gerecht werden zu können. Die Fehlermöglichkeiten lagen im wesentlichen in der Höhen- und Zeitbestimmung. Da die untersuchten Meßstrecken wegen der Bedingung konstanten Staudruckes sehr klein waren, so war es praktisch nicht möglich, die Zeit

auf 1 s genau abgreifen zu können. Der Meßbereich (Ausschlagsbereich) für die Höhe reichte ebenfalls nicht aus, um genauere Ergebnisse erzielen zu können.

### 3. Grundsätzliches über die barometrische Höhenmessung.

In diesem Zusammenhang erscheint es mir angebracht, kurz einiges über die barometrische Höhenmessung zu sagen. Der Druck nimmt mit der Höhe nicht linear ab, sondern nach einer  $e$ -Funktion, die ihren mathematischen Ausdruck in der barometrischen Höhenformel findet. Auf Grund dieser Gesetzmäßigkeit ändert sich auch die Höhe für die Druckeinheit von 1 mm Hg-Säule. (Barometrische Höhenstufe.) In Bodennähe bedeutet eine Änderung nach der Höhe von 1 mm Hg-Säule eine Höhenänderung von rd. 10 m. In 2000 m beträgt die gleiche Höhenänderung rd. 13 m. Nimmt man also zunächst einmal Bodenverhältnisse an, so muß man, um die Höhe auf 1 m genau bestimmen zu können, den Druck bereits auf  $1/10$  mm ablesen. Will man die Höhe aber auf 1 cm genau bestimmen, so muß man den Druck auf  $1/1000$  mm Hg-Säule ablesen. Praktisch ist dieses natürlich nicht möglich, da mit einem normalen Stationsbarometer, das die Grundlage der Eichung abgibt, gerade  $1/10$  mm Druckdifferenz abgelesen werden kann. Bei einem normalen Barographenschrieb ist es ebenfalls nicht möglich, diese Genauigkeit durch Druckablesung zu erreichen. Da nun aber der Schrieb durch das gleichmäßige Fliegen einen nahezu stetigen Verlauf hat, so ist es aber möglich, Neigungsänderungen, bedingt durch Sinkgeschwindigkeitsänderungen, viel eher zu erkennen, als dies durch Druckablesungen möglich wäre. Auf diese Weise läßt sich eine große relative Genauigkeit erzielen. Um diese Erkenntnis voll ausnutzen zu können, muß ein Barograph einmal die Bedingung erfüllen, die Zeit sehr genau (d. h. auf 1 s) ablesen zu können, und zum anderen einen recht großen Ausschlagsbereich besitzen. Die Anzeige selbst soll möglichst trägheitsfrei sein. Die praktische Auswertung ließ den Wunsch wach werden, vor allem Staudruck und Barographenschrieb möglichst auf einem Registrierstreifen zusammen zu haben, da nur auf diese Weise die einwandfreie Synchronisierung der Registrierung erreicht werden kann.

### 4. Messungen mit dem Askania-Vierfachsreiber.

Diese Gründe führten dazu, den optisch registrierenden Vierfachsreiber von Askania für die Messungen zu benutzen. Im Prinzip ist er so gebaut, daß an die Meßelemente Spiegelsysteme angebracht sind, die einen Lichtstrahl entsprechend der Bewegung des Meßelementes leiten. Der Lichtstrahl, der in Ruhe nur einen Punkt aufzeichnet, wird bei Bewegung zur Linie, die sich auf einem Filmstreifen abbildet. Diese Registrierart hat den Vorzug, daß die hemmenden Reibungskräfte praktisch ausgeschaltet sind. An das Instrument sind insgesamt 4 Meßelemente anzuschließen. Das benutzte Gerät hat ein Element zur Staudruckregistrierung, eins zur Temperaturregistrierung und zwei zur Höhenregistrierung. Die beiden unterscheiden sich lediglich durch ihren Meßbereich, indem das eine von 0 bis 1000 m, das andere von 0 bis 2000 m anzeigt. Die Wahl dieser beiden Elemente wurde vorgenommen, um einmal einen großen Ausschlagsbereich für einen kleinen Höhenbereich zu erhalten, um aber auch auf der anderen Seite nicht an die 1000 m-Grenze gebunden zu sein. Letzteres ist wichtig, wenn man mehrere Staudrucke und damit verschiedene Sinkgeschwindigkeiten auf einem Streifen erhalten will, vor allem auch wegen der atmosphärischen Verhältnisse. Diese erlauben es besonders in den wärmeren Monaten sehr selten, einen vollkommen ungestörten Flug durchführen zu

können, wobei unter vollkommener Ruhe das Fehlen jeglicher Vertikalbewegung der Luft verstanden sei. Daß diese Verhältnisse besonders in der Umgebung des Flugplatzes Griesheim, der durch seine thermischen Vertikalbewegungen ein dankbares Gebiet für Höhensegelflüge bietet, sehr selten sind, haben uns die Messungen mit großer Deutlichkeit wieder gezeigt. Aber darüber hinaus spielt die Tatsache, daß Darmstadt mitten auf dem Festland liegt und damit den atmosphärischen Störungen ausgesetzt ist, die durch die thermischen Gegensätze hervorgerufen werden, eine außerordentlich große Rolle. Einwandfreie Messungen können eigentlich in der wärmeren Jahreszeit nur an Küstenorten durchgeführt werden, die ihre Luft aus dem Raum über weiten Meeresflächen her beziehen. Der Winter, der durch stabile Atmosphäre grundsätzlich für diese Messungen geeignet ist, bringt oft die Schwierigkeit mit sich, daß an den geeigneten Tagen Bodennebel herrscht, der natürlich ein Fliegen, besonders im Schlepp, unmöglich macht.

Alle 4 Meßelemente registrieren gleichzeitig auf einer Vertikalen, so daß zusammengehörige Punkte sofort zu erkennen sind. Ein weiterer Vorzug des Instrumentes besteht in der Regelbarkeit des Vorschubes, der sich in 6 Stufen von 0,01 bis 10 mm/s einstellen läßt. Um Unregelmäßigkeiten des Vorschubes auszuschalten, ist der Anschluß einer elektrischen Kontaktuhr möglich, die in regelmäßigen Zeitabständen Marken über die ganze Streifenbreite gibt.

5. Auswertung der Messungen.

Die Auswertung des Höhenschriebes läßt sich auf zwei Arten durchführen. Die eine sei als Differentialmethode, die andere als Integralmethode bezeichnet. Die erste ist dadurch gekennzeichnet, daß kleine Elemente der Kurve herausgegriffen werden, um die Sinkgeschwindigkeit zu bestimmen, während bei der zweiten ein größerer Bereich der Auswertung zugrunde gelegt wird.

Bevor die Einzelheiten des Auswertungsganges beschrieben werden, sollen noch einmal die Eigenheiten des Schriebes zusammengefaßt werden. Der Staudruckschrieb schwankt in den meisten Fällen um verhältnismäßig kleine Beträge. Der Vorschub, der die Zeitermittlung möglich macht, ist nicht konstant. Die Ursache dafür liegt einmal in der Konstruktion des Vierfachschreibers, indem die transportierende Rolle durch Filmverbrauch einen wachsenden Durchmesser erhält, zum anderen liegen Fehlerquellen im Kontaktuhrwerk, und drittens können schließlich unregelmäßige Stromzuführungen Ursache von Differenzen in den zeitlichen Abständen sein.

Der Höhenschrieb hat durch den großen Vorschub eine sehr kleine Neigung.

Die Differentialauswertung geschieht nun folgendermaßen: Aus der Druckkurve greifen wir ein Stück heraus, und zwar nehmen wir beispielsweise einen Zeitabschnitt von 5'', dem auf dem Streifen eine Strecke von rd. 5 mm entspricht. Der Abstand der beiden Strecken läßt sich auf 1/100 mm relativ genau messen. Ebenso läßt sich der Winkel  $\alpha$ , unter dem die Barographenkurve geneigt ist, genau bestimmen. Legen wir nun den Anfangsdruck  $p_1$  mit der üblichen Genauigkeit fest, dann kommt es darauf an, mit großer Genauigkeit den Druckunterschied bis zur nächsten Zeitmarke, der der Druck  $p_2$  entspricht, zu ermitteln. Aus der Druckdifferenz läßt sich dann durch einfache Rechnung die Höhendifferenz ermitteln. Die Bestimmung der Druckdifferenz läßt sich auf zwei Wegen durchführen: Der erste wäre folgender: Aus dem rechtwinkligen Dreieck (siehe Skizze) läßt sich  $\Delta a$  in mm errechnen. Die Strecke

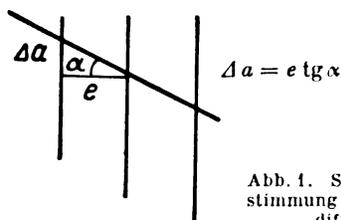


Abb. 1. Skizze zur Bestimmung der Druckdifferenz.

stellt eine Druckdifferenz dar, deren Wert dann erhalten werden kann, wenn die Gleichung der Druckausschlagkurve bekannt ist. Diese läßt sich gewinnen mit der Newtonschen Interpolationsformel

$$a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + \dots + a_n x^n = 0.$$

Es stellte sich heraus, daß es genügt, die Gleichung bis zum Glied  $x^5$  aufzustellen, um den erforderlichen Genauigkeitsgrad zu erreichen. Dieses Verfahren ist jedoch wegen der damit verbundenen Rechenarbeit, die besonders in der Koeffizientenbestimmung liegt, sehr umständlich.

Wesentlich praktischer ist der Weg über die differenzierte Druckausschlagkurve. Gehen wir wieder auf das oben erwähnte Dreieck zurück, so läßt sich der Betrag des Druckauschlages in mm Länge in bekannter Weise bestimmen

Es handelt sich jetzt nur darum, für das Längenmaß den gewünschten Druckmaßstab zu erhalten. Zu einer Ausschlagsänderung gehört eine Druckänderung. In der Druckausschlagkurve (s. Abb. 2) stellt nun das Verhältnis der beiden Größen die Neigung der Kurve dar.

$$\frac{\Delta a}{\Delta p} = \text{tg } \beta$$

daraus ergibt sich

$$\Delta a = \Delta p \cdot \text{tg } \beta$$

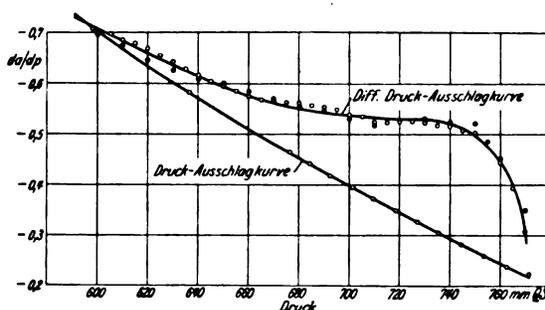


Abb. 2. Druck-Ausschlagskurve des optischen 4-fach-Schreibers (Meßdosenbereich 0 — 2000 m).

und damit ein Druckmaßstab für die Länge  $\Delta a$ . Die Druckdifferenz, die dem Ausschlag  $\Delta a$  entspricht, errechnet sich somit zu

$$\Delta p = \frac{\Delta a}{\text{tg } \beta} = e \frac{\text{tg } \alpha}{\text{tg } \beta}$$

und hieraus die Höhendifferenz

$$\Delta h = - \frac{\Delta p}{\rho} = - \frac{e \text{ tg } \alpha}{\rho \text{ tg } \beta}$$

In dieser Formel wird  $e$  durch Streckenausmessung,  $\alpha$  durch Winkelablesung,  $\rho$  aus Druck, Temperatur und Feuchte an der betreffenden Stelle und  $\text{tg } \beta$  aus der differenzierten Druckausschlagkurve bestimmt.

Für das Ergebnis ist es nun von großer Wichtigkeit, einmal die Genauigkeitsgrenzen festzustellen, die mit dieser Methode zu erreichen sind. Die Strecke  $e$  läßt sich relativ genau auf  $\pm 1/100$  mm ablesen. Wenn die Winkelablesung nun auf  $\pm 10'$  garantiert werden kann, dann erhält man in der Strecke  $\Delta a$  einen maximalen Fehler von  $2/100$  mm. (Die Winkelablesung auf  $\pm 10'$  bereitet an sich keine Schwierigkeiten, wenn die Strecke lang genug ist, an die der Winkelmesser angelegt werden muß. Bei den kurzen Strecken, die in unserem Falle einen Winkelschenkel bilden, ist dies jedoch nur mit mikroskopischer Beobachtung zu erreichen.) Der Fehler in der Neigungsablesung der Druckausschlagkurve beträgt  $\pm 0,02$ , wenn wir den ungünstigsten Druckbereich wählen; dann ergibt sich schließlich insgesamt ein Fehler in der Druckbestimmung von  $1/100$  mm Hg-Säule. Das bedeutet für die Höhenbestimmung einen maximalen Fehler von 10 cm. Da diese Verhältnisse für einen Zeitbereich von 5 s gerechnet wurden, so bedeutet das in der Zeiteinheit einen Höhenfehler von 2 cm; mit anderen Worten die Sinkgeschwindigkeitsmessung ist mit einem Fehler von 2 cm/s behaftet. Dieses Ergebnis wurde unter



der Voraussetzung erhalten, daß die Zeitbestimmung einwandfrei durchgeführt werden kann. (Bei der Meßgenauigkeit von  $\frac{1}{100}$  mm bedeutet dies eine Genauigkeit von  $\frac{1}{100}$  s.) Leider stellte sich erst vor ganz kurzer Zeit heraus, daß das Uhrwerk nicht ganz einwandfrei arbeitet, so daß der Zeitfehler zunächst eine unbekannte Größe ist und damit natürlich auch das Ergebnis in jeder Weise fälschen kann. Diese Tatsache läßt sich sehr deutlich in der graphischen Darstellung erkennen, die die Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Horizontalgeschwindigkeit wiedergibt. Bevor jedoch diese Darstellung gebracht wird, sei noch die zweite Auswertmethode besprochen, die als Integralmethode bezeichnet wurde. Bei ihr faßt man größere Bereiche zusammen und erhält damit eine Art Mittelwerte. Die Bestimmung der Druckdifferenz geschieht durch Ablesen des Druckes an den beiden Endpunkten eines Bereiches. Zur Kontrolle wurde die Auswertung so eingerichtet, daß einmal kleinere Bereiche (von 30 bis 80 s) und dann der Gesamtbereich eines Staudruckes erfaßt wurden (3 bis 4 min). Eine einfache Rechnung vermittelt sofort ein Bild über die Genauigkeitsgrenzen dieser Methode. Bei einer Sinkgeschwindigkeit von 1 m/s, um eine runde Zahl zu nennen, fällt das Flugzeug in der Zeit von 3 min 180 m. Das bedeutet in Bodennähe etwa eine Druckänderung von rd. 18 mm. Der Fehler, der durch Ablesen des Druckes aus der Druckauschlagkurve entstehen kann, betrage  $\pm \frac{2}{10}$  mm Hg-Säule. Das entspricht einer Höhendifferenz von rd 4 m. Die Sinkgeschwindigkeit beträgt dann 1,02 m/s. Der Fehler ist somit 2 cm/s. Etwas ungünstiger fällt das Ergebnis aus, wenn man die Auswertbereiche kleiner wählt, denn hier spielen die Einzelfehler, die sich durch Zeit- und Höhenbestimmung einschleichen, eine wesentlich größere Rolle. In einer graphischen Darstellung, die das Ergebnis der Rechnung zeigen soll, wird ersehen, daß die Abweichung der Sinkgeschwindigkeit, ermittelt auf Grund der Auswertung kleinerer Bereiche, vom mittleren Wert, dem der Bereich des gesamten konstanten Staudruckes zugrunde gelegt wurde, gar nicht sehr bedeutend ist. Es ist natürlich einleuchtend, daß der Fehler durch die Abweichung vom Mittelwert ganz besonders abhängig vom sauberen Fliegen ist. Schwankt der Staudruck nur in ganz geringen Werten um seinen Mittelwert, so werden die Einzelergebnisse recht gut mit dem Durchschnittswert übereinstimmen. Im umgekehrten Fall werden natürlich die Abweichungen wesentlich größer sein. In der graphischen Darstellung der Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Horizontalgeschwindigkeit bestätigt sich diese Überlegung. Bei hohen Geschwindigkeiten ist es dem Piloten einfach nicht mehr möglich, konstanten Staudruck fliegen zu können. Hier schwanken denn auch die Sinkgeschwindigkeiten am stärksten um den Mittelwert. Bei geringen Staudrücken findet sich das umgekehrte ebenfalls bestätigt.

Noch eines muß zum allgemeinen Verfahren gesagt werden. Wir sahen bereits oben, daß der Druck nach einer  $e$ -Funktion mit der Höhe abnimmt. Mit dieser Druckänderung ändert sich auch die Luftdichte, d. h. sie nimmt nach oben hin ab. Die Dichte hat aber einen bedeutenden Einfluß sowohl auf die Sinkgeschwindigkeit als auch auf den Staudruck. Um vergleichbare Ergebnisse zwischen den Messungen in der Höhe und am Boden zu bekommen, ist es notwendig, sämtliche Werte auf eine Einheitsdichte zu beziehen. Da als allgemein üblich die Bodendichte zu

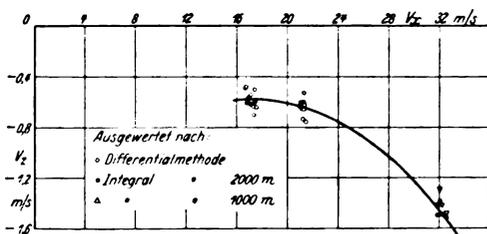


Abb. 3. Geschwindigkeitspolare des Segelflugezeuges D-SAO PAULO (Flugleistungsmessung vom 27. 5. 1935, 6 Uhr 30).

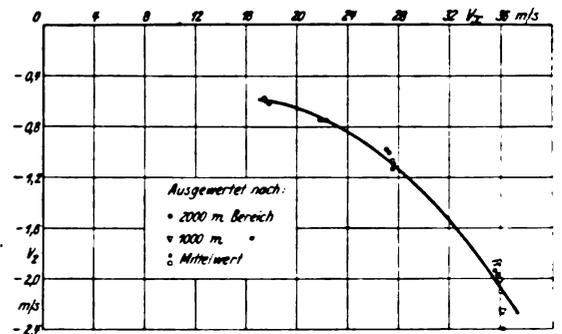


Abb. 4. Geschwindigkeitspolare des Segelflugezeuges D-SAO PAULO (Flugleistungsmessung vom 21. 6. 1935, 7 Uhr).

0,125 angesetzt wird, wurde dieser Wert auch in unseren Rechnungen eingeführt. Die Reduktion wurde so vorgenommen, daß mit  $\rho/\rho_0$  erweitert wurde.

Abb. 3 und 4 zeigen die Leistungsmessung des Segelflugezeuges D-Sao Paulo Typ 'Fafnir II'. Bei einer Horizontalgeschwindigkeit von 17 m/s fällt das Flugzeug mit rund 0,60 m/s, bei 32 m/s mit rd. 1,5 m/s. Die Kurven der beiden Abbildungen weichen in geringen Beträgen (bis zu 10 cm/s) voneinander ab. Dieser Unterschied wird auf Vertikalbewegungen zurückzuführen sein. Man ersieht jedoch, daß die Sinkgeschwindigkeit verhältnismäßig langsam bei zunehmender Horizontalgeschwindigkeit abnimmt; praktisch bedeutet dieser allmähliche Abfall die Möglichkeit, schnell vorwärts zu kommen, ohne allzuviel Höhe zu verlieren.

Abb. 5 gibt die Sinkgeschwindigkeit beim Kreisflug wieder. Geflogen wurden verschiedene Durchmesser. Man ersieht, daß die Sinkgeschwindigkeit mit engerem Kurvenradius schnell zunimmt. Diese Messungen gewinnen besondere Bedeutung für den Thermikflug, da sie eine Leistungsübersicht im Kreisflug ermöglichen. Schließlich wird in Abb. 6 noch eine Leistungskurve für den Doppelsitzer 'D-Obs' gezeigt. Im Vergleich zur 'Sao Paulo' nimmt die Sinkgeschwindigkeit rasch zu. Das Fallen von  $1\frac{1}{2}$  m/s wird bereits bei einer Horizontalgeschwindigkeit von rund 26 m/s erreicht.

5. Zusammenfassung.

Nach einer Besprechung der Durchführung von Flugleistungsmessungen werden zwei Auswertmethoden von Messungen der Sinkgeschwindigkeiten mit ihren Fehlergrenzen erörtert. Zum Schluß werden Ergebnisse von praktischen Versuchen gezeigt.

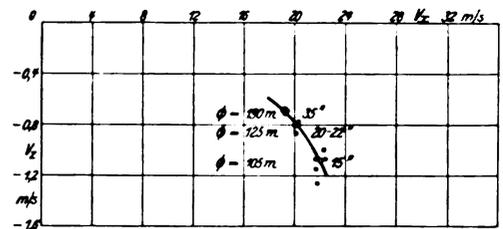


Abb. 5. Geschwindigkeitspolare des Segelflugezeuges D-SAO PAULO beim Kreisflug (Flugleistungsmessung vom 1. 7. 1935, 20 Uhr).

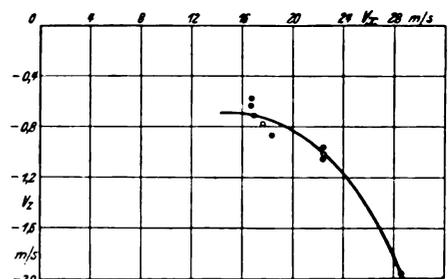


Abb. 6. Geschwindigkeitspolare des zweisitzigen Segelflugezeuges D-OBS.

## Meß-Einrichtungen im Segelflug.

Von L. Scriba, Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug (DFS), Griesheim bei Darmstadt.

Vorgetragen am 12. 7. 1935 auf der Tagung der Vereinigung für Luftfahrtforschung (VLF),  
Ausschuß für Segelflugwesen, in Schwäbisch-Gmünd/Hornberg.

*Die Ausrüstung von Segelflugzeugen mit Geräten zur Überwachung des Flugzustandes wird ständig vervollkommen. Die besonderen Anforderungen, die der Segelflieger an diese Geräte stellt, veranlassen die Entwicklung von Instrumenten, die sich durch engeren Meßbereich, erhöhte Empfindlichkeit und geringeres Gewicht von denen für Motorflugzeuge unterscheiden.*

### Gliederung.

1. Einleitung.
2. Allgemeines über Bordgeräte.
3. Variometertheorie von Bestelmeyer und Blechschmidt.
4. Fluglagegerät für Segelflugzeuge.
5. Funkgeräte und Fernsprecher für Segelflugzeuge.
6. Zusammenfassung.

Im folgenden wird auszugsweise über einige kleinere Arbeiten der Flugabteilung bzw. Instrumentenabteilung des Deutschen Forschungsinstituts für Segelflug (D.F.S.) berichtet.

### 1. Einleitung.

Als nach dem Kriege die Segelfliegerei in Deutschland aufkam, war es naheliegend, daß zur Überwachung des Flugzustandes Geräte aus dem Motorflugzeug übernommen wurden. Zur Zeit ist festzustellen, daß das Segelflugwesen eine ganz selbständige Entwicklung nimmt, und daß weiterhin aus den Bedürfnissen der Segelfliegerei besondere Wünsche bezüglich der Ausrüstung mit Geräten geltend gemacht werden. Kurz zusammengefaßt sind diese Wünsche folgende: 1. geringes Gewicht, 2. geringer Platzbedarf, 3. Förderung der Meß-Einrichtungen, die den Eigenarten des motorlosen Fluges besonders gerecht werden.

#### 1. Allgemeines über Bordgeräte.

Zur Ausrüstung gehören Höhenmesser, Fahrtmesser, Variometer, Querneigungsmesser und Längsneigungsmesser. Daß Kompaß und Borduhr in einem Hochleistungs-Segelflugzeug nicht fehlen dürfen, ist selbstverständlich. Als Kompaß kommt vorläufig nur die Bauart »Emil«, d. h. also der Kompaß mit Frontansicht, in Frage. Die Segelfliegerei erwartet bezüglich Borduhr, Kompaß und Höhenmesser eine weitgehende Verringerung des Durchmessers und des Gewichtes. Schwierigkeiten dürften vornehmlich bei Borduhr und Höhenmesser nicht vorliegen. Die Borduhr soll mit einer verstellbaren roten Marke zur Einstellung der Startzeit ausgerüstet sein.

Fahrtmesser, Variometer und z. T. auch die Wendezeiger sind mit Membranen ausgerüstet, deren Stärke etwa 0,02 bis 0,03 mm im äußersten Falle betragen darf. Schwächere Abmessungen sind darum zu verwerfen, da die Geräte sonst zu empfindlich gegen Stoß und Erschütterung werden. Als günstigster Baustoff ist eine Messingqualität mit guten Tiefzieheigenschaften zu empfehlen. Im äußersten Falle ist ohne toten Gang die Darstellung von 30 mm WS auf der ganzen Skala (also für 330° entsprechend den Normen) zu erreichen. Für Variometer ist durch diese Angabe eine Grenze der Entwicklung festgelegt, die nach den bisherigen technischen Erfahrungen nicht mehr unterboten werden kann. Zur Zeit gibt sich erstaunlicherweise die Industrie noch mit ungefähr 150 mm WS zufrieden, also dem 5. Teil des Erreichbaren. Für Fahrtmesser dürften die angegebenen Abmessungen ausreichen, wohingegen bei aerodynamischen Wendezeigern schon Schwierigkeiten entstehen. Bei Benutzung von Saugdüsen mit dem ungefähren Beiwert 1 stehen nämlich Druckunterschiede für den Winkelbereich von 180° auf der Skala von etwa 15 mm WS zur Verfügung.

Hier wird durch die von einer Strömung bewegte Platte eine neue aussichtsreiche Entwicklung eingeschlagen (Abb. 1). Der Druckunterschied wirkt dabei nicht auf einen durch eine Membran verschlossenen Raum, sondern er erzeugt in einem

Gehäuse eine Strömung, in der sich eine Platte, die gegen eine schwache Feder arbeitet, befindet. In dem gezeigten Schema sieht man eine Platte, die zentrisch gelagert ist und nur einen schmalen Schlitz freigibt, der zum Ausgleich des Druckes von der Druck- nach der Saugseite dient. Dem durch den Spalt entstehenden Stau hält eine kleine Feder des Meßsystemes das Gleichgewicht.

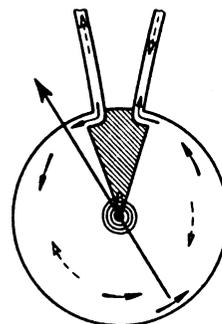


Abb. 1. Variometer (Strömungsprinzip).

Folgende Schwierigkeiten tauchen neu auf: Bei Geräten mit geringem Meßdruck (Variometer, Wendezeiger) muß der Spalt sehr klein sein. In diesem Falle kann eine geringe Verschmutzung das Gerät schon außer Betrieb setzen. Es ist darum erforderlich, den Spalt etwas zu vergrößern und ihn als Schacht auszubilden, um die entsprechenden Dämpfungswege zu erreichen. Bei dieser Ausführung werden Temperaturunterschiede, die sich durch Längenänderungen äußern, ebenfalls keine Nachteile erzeugen.

Bei Strömungsgeräten muß die Leitung mit eingeeicht werden. Dieser Schwierigkeit kann man für alle Geräte (also Fahrtmesser, Wendezeiger und Variometer) dadurch aus dem Wege gehen, daß ein fester Widerstand, der wesentlich größer ist als die Leitungswiderstände, an den Zu- und Ableitungen eingeeicht wird. In diesem Falle sind diese Geräte unabhängig von der Leitungslänge.

### 8. Variometertheorie von Bestelmeyer und Blechschmidt-Knott.

Nach theoretischen Überlegungen, die hier im D.F.S. durch die Herren Blechschmidt und Knott im Jahre 1934 vorgenommen worden sind, entspricht die von Bestelmeyer aufgestellte Variometertheorie nicht der Wirklichkeit. Nach Bestelmeyer ergibt sich, daß das Variometer vom Druck abhängig ist. Die sich ausbildende Druckdifferenz hat nach Bestelmeyer folgendes Ergebnis:

$$p_1 - p_a = \frac{\alpha}{\beta \cdot c} \cdot p_a$$

$\alpha$  = konstante Vertikalgeschwindigkeit,

$\beta$  = positive Konstante,

$c$  = 6770-m-Konstante,

$p_1 - p_a$  = Druckdifferenz,

$p_a$  = Außenluftdruck.

Die im D.F.S. vorgenommenen Versuche im Labor und im Flugzeug zeigen, daß die durch die Theorie ermittelte Höhenabhängigkeit nicht zu bestätigen ist. Es liegt aber eine Temperaturabhängigkeit vor, deren tatsächliche Größe durch das Fehlen einer Kälte-Einrichtung noch nicht quantitativ ermittelt werden konnte. Da dem D.F.S. in kurzer Zeit eine Kälte-Einrichtung zur Verfügung stehen wird, werden die vor etwa zwei Jahren abgebrochenen Variometerversuche in dieser Richtung neu aufgenommen.

Die Theorie von Blechschmidt-Knott gibt folgende Endgleichung:

Steigen:

$$v_z = \frac{8000 \cdot K_o}{J} \cdot (b_1 - b_a) \cdot \frac{1 + 0,002 t_b + 0,002 t_a}{1 + 0,00282 t_a}$$

Fallen:

$$v_z = \frac{8000 \cdot K_o}{J} \cdot (b_1 - b_a) \cdot \frac{1 + 0,002 t_b + 0,002 t_a}{1 + 0,00282 t_a}$$

$v_z$  = Steiggeschwindigkeit,

$J$  = Inhalt der Ausgleichflasche

$b_1 - b_a$  = ausgebildete Druckdifferenz,

$K_o$  = Konstante,

$t_b$  = Bodentemperatur,

$t_a$  = Außentemperatur.

Man erkennt, daß die Steiggeschwindigkeit unabhängig ist von der Höhe, aber abhängig von der Druckdifferenz, der Boden- und der Außentemperatur.

Hier ist die Feststellung von Interesse, daß vereinzelt doch eine bestimmte Höhenabhängigkeit auftritt. Zur Erklärung folgendes: Nach dem Gesetz von Poiseuille gilt für laminare Strömung in Kapillaren

$$\Delta p = \eta \cdot C \cdot v \cdot \frac{1}{t}$$

$v$  = Flüssigkeitsvolumen,

$C$  = Konstante,

$\Delta p$  = Druckdifferenz,

$t$  = Zeit.

Die absolute Zähigkeit  $\eta$  ist temperaturabhängig, aber nicht druckabhängig (Kohlrausch). Stellt sich nun doch eine Druckabhängigkeit heraus, so herrscht nicht mehr laminare, sondern turbulente Strömung in der Kapillare bzw. dem Schlitz. Fehler entstehen ebenso, wenn die Anlaufströmung der ausgetauschten Luftmengen groß wird gegen den Druckabfall in der Kapillare. Nach Prandtl-Tietjens wird für diesen Fall die oben angegebene Beziehung durch  $\rho \cdot v^3$  erweitert. Durch  $\rho$  (Luftdichte) wird der Vorgang druckabhängig.

#### 4. Fluglagegeräte für Segelflugzeuge.

Für Leistungs-Segelflugzeuge, die in sehr vielen Fällen Blindflug vornehmen müssen, ist ein Fluglagegerät unbedingt notwendig. Bekanntlich werden hierzu elektrische und luftangetriebene Kreisel (Wendzeiger) schon weitgehend benutzt. Die Nachteile dieser Geräte (Gewicht und Preis) sind hinreichend bekannt. Man kann nun auch Geräte bauen, deren Bezugssystem nicht die Erdbeschleunigung bzw. die resultierende Beschleunigung ist, sondern deren Bezugssystem die umgebende Luft ist. In Nachahmung des Vogelfluges werden an den Enden der Flugzeugflächen Tastorgane, in diesem Falle Düsen, vorgesehen, die auf Änderungen des Strömungszustandes ansprechen. (Siehe Bennewitz, Flugzeuginstrumente.) Es ist nun im Geradeausflug durchaus möglich, daß diese Änderungen des Strömungszustandes nur an einer Düse auftreten, so daß der Pilot, der sich nach diesem Gerät richtet, seinen geradlinigen Kurs kurzzeitig aufgibt. Andererseits paßt er sich aber den Störungen der Atmosphäre besser an. Diese Tatsache ist ja doch schließlich das Geheimnis des ökonomischen Fluges, der im großen Rahmen alle durch die Atmosphäre gebotenen Möglichkeiten ausnutzt. Es arbeitet derart, daß 2 Düsen auf eine Kammer wirken, die durch eine feine Membran geteilt ist. Druckunterschiede, von den beiden Düsen kommend, werden sich nun an der Membran durch Ausschläge sichtbar machen. Man hat mit diesem Gerät also keine Orientierung gegenüber dem Schwerfeld, sondern gegenüber dem aerodynamischen Feld. Man sucht also damit Flächen in der Strömung auf, in denen gleicher Druck herrscht.

Als Neigungsmesser im Kurvenflug zeigt es die Neigung gegenüber der Luftströmung.

Für derartige Wendzeiger ist die Unterbringung der Düsen an aerodynamisch korrespondierenden Punkten an den Flächen vorzunehmen. Der entstehende Druckunterschied in einer richtig geflogenen Kurve ist abhängig vom spezifischen Gewicht der Luft, von der Spannweite bzw.

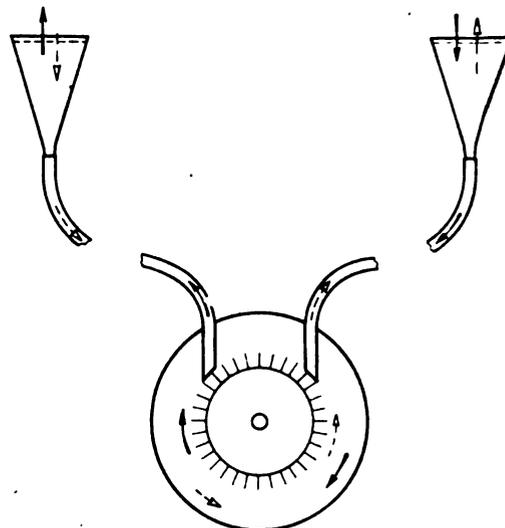


Abb. 2. Wendzeiger.

von der Entfernung der beiden Düsen, vom Neigungswinkel  $\alpha$  und vom Beiwert der benutzten Venturi-Düsen. Es wird eine Einfachdüse benutzt, da bei der Doppeldüse besondere Vereisungsgefahr vorliegt. Mit einem Beiwert von 5 kann nach überschläglicher Rechnung für einen Winkelbereich von  $180^\circ$  auf der Skala 120 mm WS zur Verfügung gestellt werden. Man ersieht hieraus, daß dieses Gerät eine recht robuste Form bekommen kann. Erstrebenswert wäre es nun, wenn das Strömungsprinzip auch bei diesem aussichtsreichen aerodynamischen Wendzeiger angewendet werden würde.

In dem Schema (Abb. 2) wird ein Gerät gezeigt, das auf diesem Grundgedanken beruht; ein leichtes Rädchen wird von 2 Düsen angeblasen; treten Geschwindigkeitsunterschiede an den Düsen auf, so kommt das Windrädchen in Umdrehung. Diese Ausführung hat den Vorteil besonderer Billigkeit und Einfachheit und sicherlich auch der Betriebssicherheit. Es hat den Nachteil, daß keine feste Nullage vorhanden ist (Bauart Askania).

Es ist viel gestritten über die Frage, ob im Schulbetrieb Bordgeräte Verwendung finden sollen. Ich neige dazu, diese Frage vorerst nicht ganz ablehnend zu beantworten. Beispielsweise wird sich meiner Überzeugung nach ein vereinfachter Fahrtmesser folgender Bauart gut bewähren. Es wird eine Anbohrung an der Flächenoberseite vorgenommen, an der das Abreißen der Strömung sich durch eine starke Druckänderung im Gerät sichtbar macht. Der einfache Anzeiger hat nur eine rote Marke oder eine aufleuchtende Lampe, die den überzogenen Flugzustand zeigt. Dieses Gerät ist natürlich kein Fahrtmesser mehr.

Auch besondere Schreibgeräte sind im Laufe der Entwicklung des Segelflugwesens notwendig geworden. Entsprechend den Rekordbestimmungen der F.A.I. wurde ein Thermobarograph entwickelt, nicht um ein neues Gerät zu den bisher schon vorhandenen Konstruktionen zu bekommen, sondern um tatsächlich ein auf die Bedürfnisse der Segelfliegerei zugeschnittenes Gerät zu haben (Abb. 3). Die Bestimmungen der F.A.I. verlangen für Höhenflüge die gleichzeitige Ermittlung der Temperatur. Als Uhrwerk wurde das normale D.V.L.-Uhrwerk mit umschaltbarem Meßbereich benutzt. Beide Meßelemente sind in der im Schema gezeigten Form nebeneinander aufgebaut, wobei das Druckmeßelement im Gehäuse und das Temperaturmeßelement außerhalb des Gehäuses sich befindet. Die Aufzeichnungen der beiden Meßelemente sind um 10 mm versetzt, so daß die Auswertung unter Benutzung einer einfachen Schablone bequem erfolgen kann. Durch die geradlinige Aufschreibung wird leichte Auswertung erreicht (Abb. 4).

Das Gewicht dieses Thermobarographen beträgt ungefähr 900 g, ungefähr  $\frac{1}{3}$  der bisherigen Bauarten. Die Formgebung des Gehäuses stellt ein Mittelding zwischen geringstem Widerstand und billigster Herstellung dar. Es wird

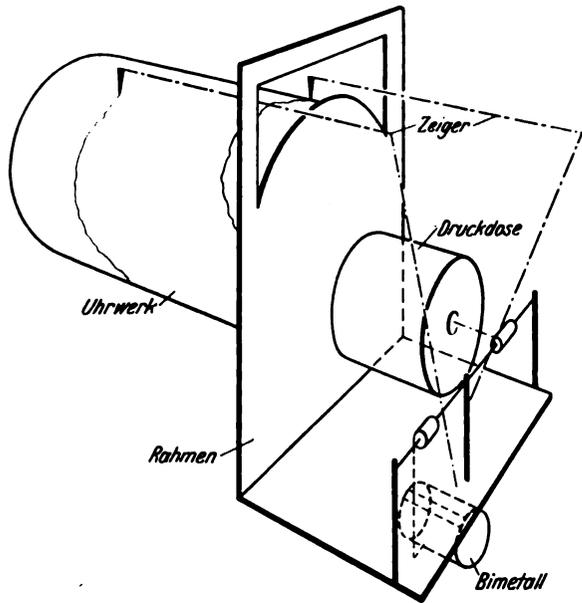


Abb. 3. Thermobarograph.

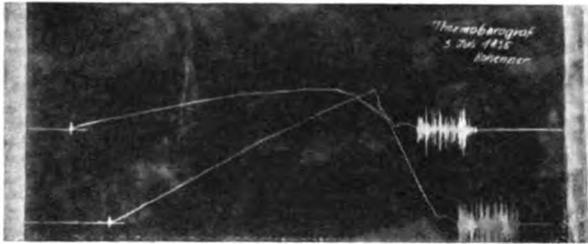


Abb. 4. Schrieb der Thermobarographen.

darum der Preis in der Größenordnung eines normalen Barographen liegen.

Die Aufzeichnung der vertikalen Geschwindigkeiten durch Variographen ist gerade für das Segelflugzeug bzw. für die meteorologischen und anderen Aufgaben, die durch das Segelflugzeug gelöst werden, sehr wichtig. Entsprechend einem alten Vorschlag von Bennowitz wird die bei Variographen übliche Kapillare durch einen Hahn ersetzt, der durch ein Uhrwerk gesteuert ist (Abb. 5). Das D.F.S. hofft, in aller Kürze dieses Gerät und auch den oben erwähnten Thermobarographen der Segelfliegerei zur Verfügung stellen zu können. Der Variograph ist unter der Voraussetzung, daß die durch das Uhrwerk vorgenommene Ventilsteuerung mit großer Genauigkeit vor sich geht, ein Fein-Höhenschreiber

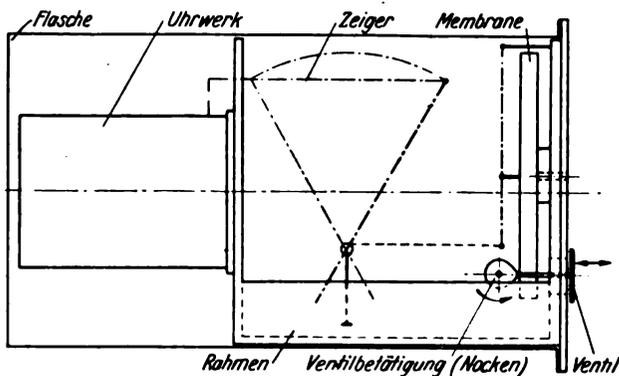


Abb. 5. Variograph.

besonderer Bauart. Gleichzeitig wird der Luftdruck, wie üblich, aufgeschrieben.

### 5. Funkgeräte und Funksprecher für Segelflugzeuge.

Auf folgende Einrichtung möchte ich noch kurz eingehen: Vornehmlich aus dem Schulungsbetrieb der Segelfliegerei wurde öfter die Forderung nach einer Verständigungsmöglichkeit zwischen Lehrer und Schüler gestellt. An verschiedenen Stellen wurden auch Versuche durchgeführt, die aber wegen der zu hohen Preise und vor allem des zu hohen Gewichtes nicht aussichtsreich waren. Im Auftrage des D.F.S. hat Radio Loewe in Anlehnung an die Kleinstsendegeräte (die bekannten Radiosonden) ein handliches Sprech- und Sendegerät entwickelt.

Die derzeitige Anlage besteht aus einem Sendegerät von 40 W Leistung, das nur als Bodenstation in Frage kommt. Die Sende- und Empfängergeräte im Segelflugzeug haben eine Leistung von 0,5 W und haben zusammen mit den notwendigen Batterien folgende äußere Abmessungen: 80 × 120 × 280 mm und ein Gesamtgewicht von etwa 5 kg. Die Sendegeräte arbeiten mit Kurzwellen, die durch Quarzoszillatoren konstant gehalten werden. Die Sender und Empfänger benutzen Spezialkleinröhren; die Sender sind quartzesteuert, die Empfänger sind Dreiröhren-Apparate in Audion-Zweifach-Niederfrequenz-Schaltung bei Widerstandskoppelung. Bei Sprechverkehr auf einer 12 m-Welle ist Umschalten von Senden auf Empfangen notwendig. Bei Benutzung einer 12 m- und einer 14 m-Welle ist auch unmittelbares Gegensprechen erprobt worden.

Folgende bisher erreichte Leistungen interessieren: Verbindung der Bodenstation mit einer kleinen Flugzeugstation war bis auf 25 km Entfernung durchgeführt. Die Verbindung zwischen 2 Segelflugzeugen war bis auf 5 km Entfernung in einwandfreier Form zu erreichen.

Es ist beabsichtigt, eine Verständigung für Geschwadersegelflug zu erreichen, und weiterhin eine Verfolgung der Maschinen bis zur Landung vom Boden aus zu ermöglichen. Die bisher gelieferte Erstausrüstung hat bestätigt, daß grundsätzliche Schwierigkeiten nicht mehr zu überwinden sind. Es ist inzwischen eine verbesserte Ausführung geliefert worden, über die noch keine endgültigen Ergebnisse vorliegen.

Zur Erleichterung der Schleppschulung wird im D.F.S. die unmittelbare telephonische Verständigung über das Schleppseil betrieben. Dieses Problem ist leider noch nicht zum Abschluß gekommen. Folgende Angaben sind vorerst als feststehend zu betrachten: Der Motorführer erhält ein Kehlkopfmikrophon, das die Motorgeräusche nicht aufnimmt, der Schüler einen normalen Kopfhörer und eine Sprechdose vor dem Munde. Besondere Schwierigkeiten bietet die Entwicklung des Seiles. In dieses sind 2 isolierte Adern eingearbeitet, das Tragsseil ist der dritte Leiter. Es hat bisher noch kein Seil mehr als 25 Starts überstanden. Beim Abwurf werden die Anschlußmuffen gestaucht und die Adern brechen. Zur Zeit bemühen sich 2 Werke, brauchbare Seile herzustellen.

### 6. Zusammenfassung.

Nach einer Besprechung der für Leistungs-Segelflugzeuge erforderlichen Bordgeräte wird auf die Theorie der Variometer eingegangen. Fluglagegeräte können ihr Bezugssystem auf die Erdbeschleunigung bzw. die resultierende Beschleunigung oder auf die umgebende Luft aufbauen. Für Höhenmessungen, die bei Rekordflügen vorgenommen werden, ist ein Thermobarograph entwickelt worden.

Im Schulbetrieb ist eine Verständigung zwischen Schüler im Fluge und Lehrer auf dem Boden erwünscht. Funkgeräte mit geringem Gewicht (5 kg) und einer Reichweite von 25 km haben sich bereits bewährt.

## Vermessung beschleunigter Flugzustände.

Von Harth, Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug (DFS), Griesheim bei Darmstadt.

Vorgetragen am 12. 7. 1935 auf der Tagung der Vereinigung für Luftfahrtforschung (VLF),

Ausschuß für Segelflugwesen, in Schwäbisch-Gmünd/Hornberg.

*Die bisherigen Messungen beschleunigter Flugzustände beruhen zumeist auf Registrierungen von Beschleunigungsschreibern oder den Aufzeichnungen anderer Geräte, die auf die aufgetretene Beschleunigung Rückschlüsse ziehen ließen. Bei diesen Verfahren wird jedoch meist nur ein Punkt der Maschine erfaßt und außerdem mangelt es an der genauen Kenntnis der Flugbahn, die für die Messungen ohne Zweifel von großer Bedeutung ist. Es ist sicherlich nicht ohne Belang, mit welcher Fahrt eine Maschine in die Kurve geht, wieweit sie gezogen wird und wann die eigentliche Wendung eingeleitet wird.*

*Diesem Mangel begegnet die photographische Vermessung der Flugbahn, die genauen Aufschluß über die Bewegung jedes einzelnen Punktes der Maschine gibt und den gesamten Geschwindigkeits- und Beschleunigungsplan aufzustellen gestattet.*

### Gliederung.

- I. Vermessungsverfahren.
- II. Vermessung mit dem Kino-Theodoliten nach Raethjen.
  1. Beschreibung der Meßeinrichtung.
  2. Aufnahme.
  3. Filmauswertung.
  4. Geforderte Ablesegenauigkeit.
  5. Berechnung der Flugbahn.
  6. Einflüsse der Atmosphäre.
- III. Vermessungsbeispiele.
- IV. Zusammenfassung.

### I. Vermessungsverfahren.

Theoretisch kommen zwei grundsätzlich verschiedene Vermessungsverfahren in Frage:

1. Die Vermessung des Erdbodens vom Flugzeug aus und Rückrechnung der Flugbahn. Sie scheidet in den meisten Fällen aus, da sich rein technisch große Schwierigkeiten ergeben. Gänzlich unbrauchbar wird dieses Verfahren, wenn solche Flugfiguren vermessen werden sollen, bei denen das Bildfeld der Kameras den Erdboden verläßt und somit keine die Auswertung der Bilder ermöglichende Festpunkte vorhanden sind.

Es bleibt praktisch somit nur die Umkehrung:

2. Die Vermessung der Flugzeughahn von der Erde aus. Da es sich bei der Vermessung beschleunigter Flugzustände meist um kurzzeitige Vorgänge handelt, scheidet das Doppelanschnittverfahren unter Verwendung normaler Theodolite aus, da sich hiermit keine genügend schnelle Ablesefolge erzielen läßt. Auch Registriertheodolite, die die Augenablesung durch das photographische Bild der Skalen ersetzen und die bis zu 3 Bilder in 2 Sekunden ergeben, lassen das gewünschte Ziel nicht erreichen. Zudem kann der zu vermessende Punkt an der Maschine mit dem menschlichen Auge nicht so genau verfolgt werden, daß eine einwandfreie Bahnkurve entsteht. Da die Bewegung nur eines Punktes erfaßt wird, ist somit das Ergebnis schlechter als bei der Verwendung von Beschleunigungsschreibern.

Es bleiben also nur Verfahren, die die Bahn der Maschine auf photographischem Wege durch Abbildung der Maschine selbst festhalten. Man wird hierbei zunächst an die Vermessung auf stereophotogrammetrischem Wege denken. Es ergeben sich jedoch aus der Sonderaufgabe eine ganze Reihe Abweichungen gegenüber der sonst geübten Aufnahme des Erdbodens. Im Gegensatz zu der terrestrischen Stereophotogrammetrie handelt es sich hier um die Festlegung eines zeitlichen Vorganges. Man kommt daher nicht mit einer einzigen Aufnahme aus, sondern muß entsprechend dem Ablauf dieses Vorganges eine Serie von Aufnahmen machen.

Daraus ergibt sich eine neue Schwierigkeit: um zu einer befriedigenden Auswertung zu kommen, müssen diese Aufnahmen in sehr schneller Folge, in zeitlich genauem Abstand und mit einem außerordentlich hohen Grade Genauigkeit in der Gleichzeitigkeit der Auslösung der beiden Verschlüsse an den Meßständen erfolgen. Es läßt sich leicht nachrechnen, daß bei normalen Fluggeschwindigkeiten und einem zulässigen Fehler von 10 cm in der Ortsbestimmung der zeitliche Unterschied zwischen den Belichtungen in den beiden Ständen nicht mehr als  $\frac{1}{600}$  s betragen darf. Diese Genauigkeiten sind aber nur durch besondere Synchronisierungseinrichtungen und nicht mehr mit Verschlüssen normaler Bauart zu erreichen. Dann bieten sich aber auch Schwierigkeiten, die auf der Unbeweglichkeit der Kameras beruhen. Für die Genauigkeit der Auswertung ist eine möglichst große Abbildung der Maschine erwünscht, also eine große Brennweite der Aufnahmeoptik; um aber einen einigermaßen genügenden Meßraum zur Verfügung zu haben, muß man eine kleine Brennweite anwenden, da der nutzbare Meßraum von der Überdeckung der beiden Bilder abhängig ist. Hierzu kommen noch die Schwierigkeiten aufnahmetechnischer Art. Benutzt man ein Plattenpaar, so muß dieses mehrfach belichtet werden, und die Bilder werden recht lichtschwach, wenn man nicht Spezialmaterial benutzen will (Infrarotplatten); dann kann man nur bei ausgewählten und verhältnismäßig seltenen atmosphärischen Bedingungen messen. Will man für jede Aufnahme ein Bildpaar haben und so die eben angedeutete Schwierigkeit vermeiden, so sind Bildstreifen zu verwenden und die Auswertearbeit wächst ins Ungeheure, da jedes einzelne Bildpaar im Komparator ausgerichtet werden muß, um die wenigen zu vermessenden Punkte an der Maschine zu bestimmen.

Viel besseren Erfolg versprechen Geräte, die nach dem Prinzip des Theodolit-Doppelanschnittes arbeiten. Hierbei kann man einerseits eine für die Messung günstige, große Basis anwenden und sich andererseits einer genügend großen Abbildung der Maschine liefernden Optik bedienen. Da die Theodolite beweglich sind, ist der Meßraum nicht so eng begrenzt wie bei dem vorher angedeuteten Verfahren. Bedingung für die Auswertung ist, daß die Aufnahmen zumindest mit der erwählten Gleichzeitigkeit erfolgen, und daß es möglich ist, dem Bild die zu jedem einzelnen Maschinenpunkte zugehörigen Koordinaten zu entnehmen. Das letztere kann etwa dadurch geschehen, daß auf besonderen Aufnahmestreifen die Winkelkoordinaten der optischen Achse des Gerätes bei den einzelnen Aufnahmen festgehalten werden. Ist in dem Meßbild die optische Achse gekennzeichnet, so kann man aus den Abweichungen der zu vermessenden Punkte von der optischen Achse die zu diesem Punkte gehörigen Koordinaten berechnen und daraus die Raumkoordinaten ermitteln. Dieses doppelte Ausmessen von Koordinaten birgt aber nicht zu unterschätzende Fehlerquellen in sich und ist außerdem sehr zeitraubend.

Einen für die Auswertung einfacheren Weg beschriftet Dr. Raethjen bei der in den Jahren 1925 bis 1929 bei dem damaligen Forschungs-Institut der Rhön-Rossitten-Gesellschaft auf der Wasserkuppe/Rhön unter Mitwirkung von Ing. W. Schmuck erfolgten Konstruktion seiner Kino-Theodolite. Er vermied diese Umrechnungen und den Koordinatenstreifen, indem er dem Meßfilm von der Rückseite die zugehörigen Winkelkoordinaten aufphotographierte. So erscheint in dem Meßfilm das Koordinatennetz am Himmel, das die einzelnen Maschinenpunkte in einfacher Weise auszuwerten gestattet (Abb. 1). Die theoretischen Grundlagen zu diesem Gerät wurden von Dr. Raethjen an anderen

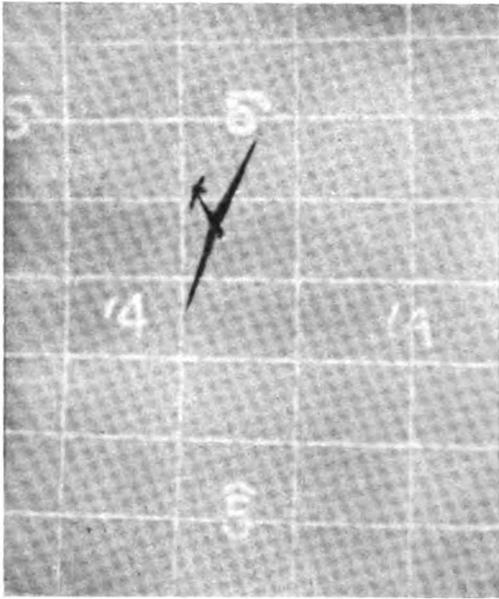


Abb. 1. Meßbild.

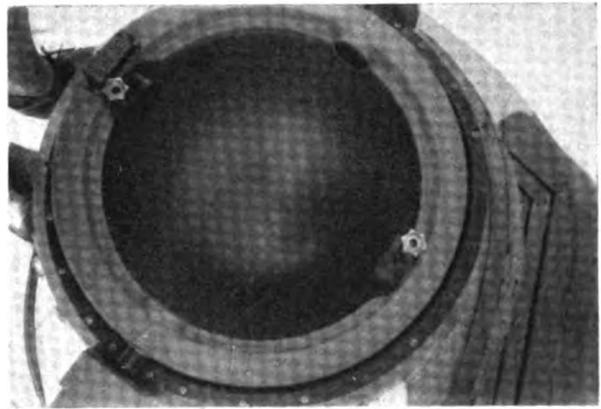


Abb. 2. Koordinatenschale.

Stellen bereits eingehend behandelt<sup>1)</sup>, so daß in dieser Hinsicht kurze Erläuterungen genügen und im wesentlichen nur die nunmehr vorliegenden Ausführungen des Gerätes sowie das Arbeiten damit zu beschreiben ist.

**II. Vermessung mit dem Kino-Theodoliten nach Raethjen.**

**1. Beschreibung der Meßeinrichtung.**

Bei der ersten Versuchsausführung gaben große Meßtafeln Hilfspunkte für die Koordinatenbestimmungen, während man bei der jetzt vorliegenden Ausführung eine Koordinaten-Halbschale in das Gerät eingebaut hat. Hierdurch erübrigen sich zeitraubende Umrechnungen bzw. Berechnungen der Koordinaten. Die Halbschale ist von Grad zu Grad nach Seite und Höhe eingeteilt. Die Seitenteilung bleibt über den ganzen Meßbereich konstant, während die Höhentheilung in dem Drehpunkt des kardanischen Ringes, dem Träger des Aufnahmeapparates, zusammenläuft (Abb. 2). Die Koordinatenschale ist im Drehpunkt gelagert (Abb. 3) und ist vor der Aufnahme genau in horizontaler Richtung und in Richtung auf den anderen Stand zu justieren. Dadurch, daß die Achse, die den Kardanring trägt, hohl ist und als Fernrohr ausgebildet, läßt sich diese Justierung durch Zielen nach dem anderen Stande leicht vornehmen.

In dem kardanischen Ring ist das eigentliche Aufnahmegerät (Abb. 3, 4) aufgehängt. Gemäß der besonderen Ver-

<sup>1)</sup> Theoretische Arbeiten über das Gerät und Arbeiten mit der ersten Versuchsausführung: Veröffentlichungen des Forschungs-Institutes der Rhön-Rossitten-Gesellschaft, Nr. 2 (1928), Kinematographische Bestimmung von Flugzeughahnen: Bildmessung und Luftbildwesen, Heft Nr. 4 (1929), Kinematographische Bestimmungen von Flugzeughahnen II: Bildmessung und Luftbildwesen, Heft Nr. 2 (1930).

wendung weist es zwei Objektive auf, das eine, das nach der zu vermessenden Maschine gerichtet wird — es hat die beachtliche Brennweite von 30 cm und besitzt die große relative Öffnung von 3,5 —, das andere, das zur Aufnahme der Koordinaten bestimmt ist und sich dem ersteren gegenüber befindet. Im Innern des Aufnahmeapparates befinden sich außer den normalen Teilen, den Kassetten für den Film, dem Motor für seine Förderung und dem Filmfenster, die Synchronmotoren, die die Verschlüsse antreiben. Es sind Doppeldrehblenden, und sie gewährleisten die außerordentlich große Gleichzeitigkeit der Aufnahmen der beiden Stände (Fehler kleiner als  $\frac{1}{1000}$  s).

Der Filmvorschub erfolgt durch besondere Motoren. Im Gegensatz zu einem normalen Kinofilmapparat, das den Film ruckweise befördert, ist hier der Lauf des Filmstreifens kontinuierlich. Während der Belichtung wird nur ein kleines Stück davon durch einen Magneten festgeklemmt. Der Antrieb des Filmes geschieht durch besondere Ortsbatterien, während die Synchronmotoren der Blenden von der Zentrale aus gespeist werden.

An den Seitern des Aufnahmeapparates befinden sich zwei Sucher, die zwangsläufig mit dem Aufnahmegerät gekuppelt sind (Abb. 3, 4). Mit ihrer Hilfe kann man leicht die zu vermessende Maschine verfolgen, da sie ein weitaus größeres Bildfeld aufweisen, als dem im Film erfaßten Ausschnitt entspricht. Ein eingezeichnetes Viereck gibt die Größe des Filmbildes an, und in ihm muß während der Messung die Maschine gehalten werden.

Da nach dem Doppelanchnittverfahren gearbeitet wird, gehören zu der Meßanlage zwei Stände. Sie sind in genau 1000 m Entfernung aufgebaut. Bei nicht genügend festem Untergrund, z. B. Sand, müssen die Geräte auf schwere Betonsöckel gestellt werden. Zur Vereinfachung der Rechnung ist es angebracht, beide Stände auf die gleiche Höhe zu bringen. Die Stände sind mit der Zentrale durch ein vieladriges Speziakabel verbunden, das den Synchronmotoren den Strom zuführt, zur Betätigung einiger Relais



Abb. 3. Meßstand.



Abb. 4. Meßstand.

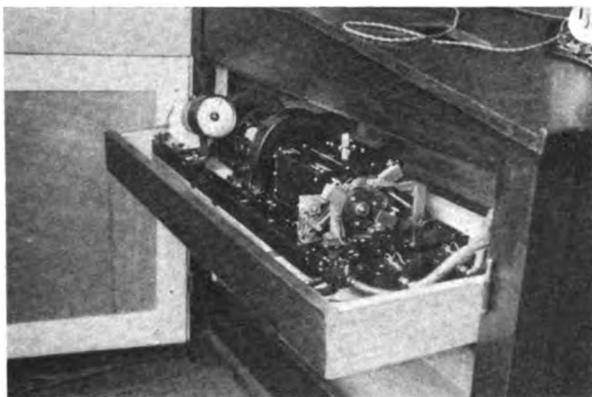


Abb. 5. Aufnahmesynchronisierung.

dient und weiterhin einige Telephonadern zur gegenseitigen Verständigung der Meßstände und der Zentrale aufweist.

Die Zentrale ist das Herz der ganzen Meßanlage: dort werden die Bedingungen für die geforderte Gleichzeitigkeit der Aufnahmen geschaffen. Durch eine Akkumulatorenbatterie wird ein Motor angetrieben, der über ein Getriebe an der gleichen Batterie liegende Stromwender betätigt (Abb. 5). Durch diese wird der ankommende Gleichstrom zerhackt, und es entsteht eine Art Wechselstrom, der im Gegensatz zum normalen keine kontinuierlichen Übergänge aufweist, sondern sprunghaft vom negativen zum positiven Wert übergeht. Mit diesem Wechselstrom werden in den Ständen die Drehblendenmotoren angetrieben. Sie laufen genau mit der gleichen Drehzahl wie die Stromwender in der Zentrale. Somit hängt die Genauigkeit des Belichtungsabstandes von der Drehzahl des Gebermotors ab, und während der Messung ist darauf zu achten, daß er die vorgeschriebene Umdrehungszahl hat und beibehält.

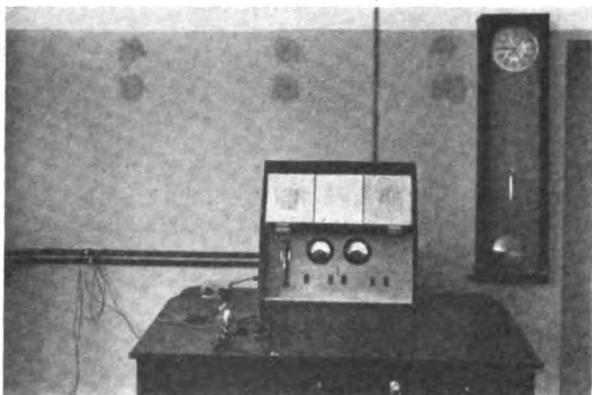


Abb. 6. Kommandopult.

In dem Kommandopult (Abb. 6) sind auch die Schaltelemente für die Meßstände eingebaut. Von hier aus werden die Felder der Synchronmotoren unter Spannung gesetzt, die Filmklemmung und der Filmtransport eingeschaltet. Zur nachträglichen Kontrolle der Anlage wird im D.F.S. zur Zeit ein Chronograph gebaut, der das genaue Arbeiten der Anlage zu überwachen gestattet; mit seiner Hilfe können später Unregelmäßigkeiten im Lauf festgestellt und entsprechend berücksichtigt werden.

## 2. Die Aufnahme.

Das Flugzeug ist für eine Vermessung nicht besonders vorzubereiten. Es können jedoch Fälle eintreten, bei denen einzelne Punkte, z. B. die Flügelspitzen, im Negativ nicht genügend genau erkannt werden können. Aus diesem Grunde wurde versucht, die Flügelenden oder andere Punkte durch Farbanstriche in schwarz und weiß, also im Negativ besonders kontrastreichen Farben, zu kennzeichnen. Leider hat dieses Verfahren noch nicht zu dem gewünschten Ziel

geführt. Die Versuche in dieser Hinsicht werden mit anderen Mitteln fortgesetzt werden. Die Messung selbst geht sehr einfach vonstatten. Nachdem die Stände aufgebaut, die anzuwendende Blende mit einem Belichtungsmesser festgestellt und etwa nötige Filter eingesetzt sind, ist die Anlage meßbereit. Vom Ansagen der Messung bis zu deren Beginn wird etwa eine Stunde für die notwendigen Vorbereitungen und den Aufbau benötigt. Das zu fliegende Programm wird mit dem Piloten festgelegt und der Start durch Winkzeichen freigegeben. Im geeigneten Augenblick setzt man dann die Blenden in Gang; es muß dies rechtzeitig geschehen, da zum Erreichen der vollen Drehzahl und dem genauen Einregeln des Motors am Geber etwa drei Minuten benötigt werden. Werden Motormaschinen vermessen, so wird das Programm etwa zweimal zur Probe geflogen, um die Maschine bei der Messung leichter verfolgen zu können, ohne sie aus dem Meßfeld zu verlieren. Auf Kommando des Meßführers wird dann der Filmtransport eingeschaltet und die Messung geht automatisch vor sich.

## 3. Filmauswertung.

Die anfallenden Filme werden im Eigenbetrieb entwickelt. Hierzu steht eine Correx-Entwicklungs-Einrichtung für Längen von 20 m zur Verfügung. Das Entwicklungsverfahren ist das normale, heute gebräuchliche mit Feinkorn-Ausgleichentwickler. Auf einer besonderen Trommel werden die umlaufenden Filme im Luftstrom getrocknet, so daß innerhalb weniger Stunden bereits mit der Auswertung begonnen werden kann.

Bislang wurde das Negativ ausgewertet, doch zeigt die Praxis, daß dies unvorteilhaft ist. Besonders bei Segelflugzeugen macht es oftmals Schwierigkeiten, die feinen Flügelenden zu erkennen. — Bei Messungen mit Segelflugzeugen können auch aus Sicherheitsgründen keine so geringen Abstände von den Meßständen wie bei Motormaschinen eingehalten werden, und man muß mit Entfernungen von ungefähr 800 m rechnen. — Verwendet man dagegen Positive des Meßfilmes, so lassen sich die Kontraste steigern, und die Genauigkeit der Auswertung nimmt erheblich zu. Notwendig ist allerdings, hierfür ein besonderes Kopiergerät zu bauen, da die ganze Filmbreite belichtet werden muß, um die Kennzeichnungsnummern der Bilder zu erhalten, die sich auf dem perforierten Filmrande befinden. Ein solches Gerät ist beim D.F.S. bereits in Entwicklung.

Die Auswertung erfolgt in Aufprojektion auf ein besonderes Auswertebrett. Benutzt werden Focomate von Leitz, die in jeder Stellung scharfe Bilder ergeben (Abb. 7). Die Geräte wurden für Feineinstellung umgearbeitet, um auf das Auswertebrett einstellen zu können. Beide Filme werden zu gleicher Zeit ausgewertet. Dies hat den Vorteil, daß durch sofortige Rechnung Fehler erkannt werden und sich beseitigen lassen.

Für jeden einzelnen zu vermessenden Flugzeugpunkt ist in dem einen Film der Seiten- und Höhenwinkel und in dem anderen Film nur der Seitenwinkel zu ermitteln, da in beiden Filmen infolge der besonderen Anordnung die Höhenwinkel

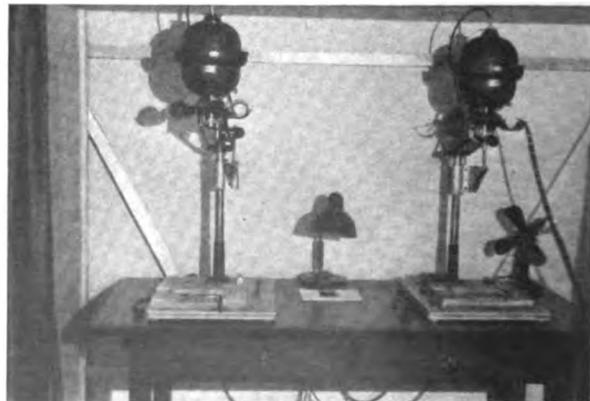


Abb. 7. Filmauswertestand.

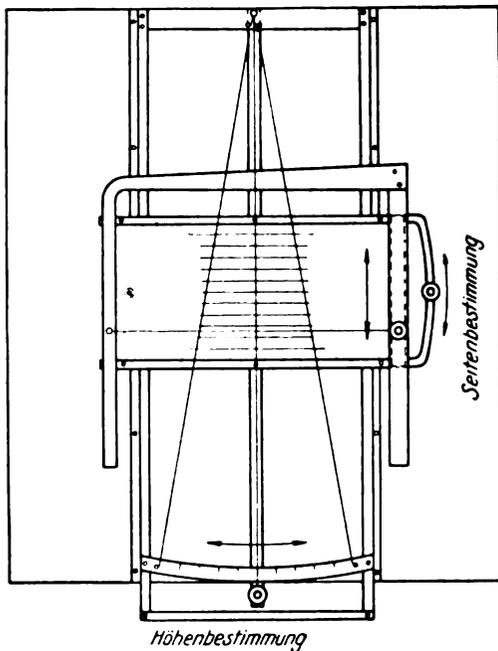


Abb. 8. Auswertebrett.

die gleichen sind. Da die Seitenteilung über den ganzen Meßbereich konstant ist (Meridiane), wird sie durch ein festes Raster ausgewertet; die Höhentheilung dagegen ist veränderlich und wird mit einem konvergenten Maßstab ausgemessen (Abb. 8).

Der Ausmeßvorgang ist wie folgt: Es wird zunächst die Seitenteilung in das Gradfeld eingepaßt. Dann wird der Markierungsdraht auf den zu messenden Punkt geschoben. Er zeigt an den Gradstrichen der Höhentheilung die Punkte an, durch die die Schatten der konvergierenden Drähte des Höhenmessers hindurchgehen müssen. Durch den Markierungsdraht wird ein schiefes Anlegen des Höhenmessers vermieden. Alsdann wird der konvergente Höhenmesser so eingeschoben, daß seine seitlichen Drähte durch die durch den Markierungsdraht bezeichneten Punkte der Höhengrade gehen. Zum Schluß wird der Fahrdrath des Höhenmessers ebenfalls durch den zu messenden Punkt gelegt und an der Skala die  $\frac{1}{100}$  Grade und deren Bruchteile abgelesen.

4. Geforderte Ablesegenauigkeit.

Um zu einem Überblick über die zu fordernde Ablesegenauigkeit zu kommen, wurde ausgerechnet, welche Winkeldifferenz für das Ausmessen von 10 cm benötigt wird (Zahlentafel I). Berechnet wurde dies in der Nullebene für eine horizontale Differenz in der x-Richtung und in den Höhen von 100, 200, 400 und 800 m für eine vertikale Differenz. Es zeigt sich, daß in dem zumeist benutzten Raum zwischen den beiden Ständen eine Ablesegenauigkeit von etwa  $\frac{3}{1000}$  notwendig ist. Diese Genauigkeit läßt sich in der Aufprojektion mit dem neuen Auswerteschieber und bei kontrastreichen Filmen schon mit dem unbewaffneten Auge einhalten. Doch ist dies sehr anstrengend, da etwa  $\frac{1}{30}$  mm zu schätzen sind; leichter ist es, wenn etwa dreifach vergrößernde Lupen zum Ablesen angewandt werden; dann sind selbst bei kleiner Höhentheilung etwa nur  $\frac{1}{10}$  mm zu messen.

5. Berechnung der Flugbahn.

Die ausgewerteten Winkelwerte werden dem Protokollanten zugerufen, der sie aufschreibt, sofort die benötigten Winkelfunktionen aufschlägt und an die Rechenmaschine weitergibt; bis der Auswerter den nächsten Punkt eingestellt und abgelesen hat, liegen bereits die Ergebnisse für den vorhergehenden Punkt vor.

Während bei der ersten Auswertung für die Berechnung eines einzigen Punktes noch etwa 20 min benötigt wurden, konnte die Schnelligkeit nach der Umstellung der Auswertemethode bis fast auf das Zehnfache gesteigert wer-

Zahlentafel I.

| Y =  | 0  | 100   | 900   | 200   | 800   | 300   | 700   | 400   | 600   | 500   |
|------|----|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| X =  |    |       |       |       |       |       |       |       |       |       |
| 1000 | 30 | 35 32 | 31 32 | 35 33 | 35 33 | 35 34 | 35 34 | 35 34 | 34 34 | 34 34 |
| 900  | 32 | 36 33 | 35 33 | 35 34 | 35 34 | 35 34 | 35 35 | 35 35 | 35 35 | 35 35 |
| 800  | 32 | 36 33 | 36 34 | 36 34 | 36 34 | 36 35 | 36 35 | 36 35 | 36 35 | 36 35 |
| 700  | 33 | 35 34 | 36 34 | 36 34 | 36 34 | 36 35 | 36 35 | 36 35 | 36 35 | 36 35 |
| 600  | 33 | 34 34 | 35 35 | 35 35 | 35 35 | 36 36 | 36 36 | 36 36 | 36 36 | 36 36 |
| 500  | 32 | 33 45 | 34 32 | 34 32 | 34 32 | 36 36 | 36 36 | 36 36 | 36 36 | 35 35 |
| 400  | 34 | 29 35 | 30 35 | 30 35 | 30 35 | 32 36 | 32 36 | 33 35 | 35 35 | 35 35 |
| 300  | 38 | 26 35 | 26 35 | 26 35 | 26 35 | 30 35 | 30 35 | 32 35 | 34 34 | 34 34 |
| 200  | 35 | 15 35 | 23 36 | 23 36 | 23 36 | 26 36 | 26 36 | 30 36 | 32 32 | 32 32 |
| 100  | 35 | 13 36 | 15 36 | 15 36 | 15 36 | 26 35 | 26 35 | 30 52 | 33 33 | 33 33 |

z = 800 m

|      |    |       |       |       |       |       |       |       |       |       |
|------|----|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| 1000 | 38 | 49 39 | 48 41 | 47 42 | 46 44 | 45 45 | 45 45 | 45 45 | 45 45 | 45 45 |
| 900  | 39 | 52 41 | 52 42 | 51 40 | 50 46 | 48 48 | 48 48 | 48 48 | 48 48 | 48 48 |
| 800  | 41 | 57 42 | 62 45 | 54 47 | 54 50 | 51 51 | 51 51 | 51 51 | 51 51 | 51 51 |
| 700  | 42 | 61 40 | 60 47 | 59 50 | 58 52 | 55 55 | 55 55 | 55 55 | 55 55 | 55 55 |
| 600  | 44 | 65 46 | 65 50 | 63 52 | 61 54 | 58 58 | 58 58 | 58 58 | 58 58 | 58 58 |
| 500  | 45 | 69 48 | 69 51 | 67 54 | 64 58 | 61 61 | 61 61 | 61 61 | 61 61 | 61 61 |
| 400  | 46 | 72 50 | 51 53 | 70 57 | 68 61 | 64 64 | 64 64 | 64 64 | 64 64 | 64 64 |
| 300  | 48 | 70 51 | 72 54 | 71 59 | 66 64 | 67 67 | 67 67 | 67 67 | 67 67 | 67 67 |
| 200  | 49 | 52 52 | 67 56 | 71 60 | 71 65 | 68 68 | 68 68 | 68 68 | 68 68 | 68 68 |
| 100  | 49 | 45 52 | 52 57 | 67 61 | 69 69 | 70 70 | 70 70 | 70 70 | 70 70 | 70 70 |

z = 400 m

|      |    |        |        |        |        |       |       |       |       |       |
|------|----|--------|--------|--------|--------|-------|-------|-------|-------|-------|
| 1000 | 40 | 54 41  | 54 44  | 53 45  | 52 48  | 50 50 | 50 50 | 50 50 | 50 50 | 50 50 |
| 900  | 41 | 58 44  | 60 46  | 58 49  | 56 51  | 54 54 | 54 54 | 54 54 | 54 54 | 54 54 |
| 800  | 44 | 67 46  | 66 49  | 63 53  | 61 55  | 57 57 | 57 57 | 57 57 | 57 57 | 57 57 |
| 700  | 46 | 75 49  | 73 53  | 70 56  | 67 60  | 62 62 | 62 62 | 62 62 | 62 62 | 62 62 |
| 600  | 48 | 85 51  | 82 55  | 78 60  | 74 64  | 69 69 | 69 69 | 69 69 | 69 69 | 69 69 |
| 500  | 50 | 88 54  | 93 58  | 88 63  | 81 67  | 75 75 | 75 75 | 75 75 | 75 75 | 75 75 |
| 400  | 52 | 113 56 | 107 62 | 99 67  | 90 74  | 81 81 | 81 81 | 81 81 | 81 81 | 81 81 |
| 300  | 53 | 127 58 | 122 63 | 111 70 | 99 78  | 88 88 | 88 88 | 88 88 | 88 88 | 88 88 |
| 200  | 54 | 142 60 | 136 66 | 125 73 | 107 83 | 94 94 | 94 94 | 94 94 | 94 94 | 94 94 |
| 100  | 54 | 135 58 | 142 67 | 127 75 | 112 85 | 97 97 | 97 97 | 97 97 | 97 97 | 97 97 |

z = 200 m

|      |    |        |        |        |        |         |         |         |         |         |
|------|----|--------|--------|--------|--------|---------|---------|---------|---------|---------|
| 1000 | 40 | 56 43  | 56 45  | 55 47  | 53 48  | 51 51   | 51 51   | 51 51   | 51 51   | 51 51   |
| 900  | 43 | 59 45  | 62 47  | 59 50  | 57 53  | 55 55   | 55 55   | 55 55   | 55 55   | 55 55   |
| 800  | 45 | 70 47  | 68 50  | 66 54  | 63 57  | 60 60   | 60 60   | 60 60   | 60 60   | 60 60   |
| 700  | 46 | 79 50  | 78 54  | 74 57  | 70 62  | 66 66   | 66 66   | 66 66   | 66 66   | 66 66   |
| 600  | 49 | 92 53  | 89 57  | 84 62  | 78 67  | 72 72   | 72 72   | 72 72   | 72 72   | 72 72   |
| 500  | 50 | 108 55 | 103 65 | 95 65  | 88 72  | 79 79   | 79 79   | 79 79   | 79 79   | 79 79   |
| 400  | 53 | 130 57 | 121 63 | 111 70 | 89 78  | 88 88   | 88 88   | 88 88   | 88 88   | 88 88   |
| 300  | 55 | 159 59 | 147 66 | 128 74 | 111 84 | 95 95   | 95 95   | 95 95   | 95 95   | 95 95   |
| 200  | 56 | 248 62 | 220 68 | 148 78 | 122 98 | 103 103 | 103 103 | 103 103 | 103 103 | 103 103 |
| 100  | 56 | 270 59 | 248 70 | 159 80 | 130 92 | 107 107 | 107 107 | 107 107 | 107 107 | 107 107 |

z = 100 m

Winkeldifferenzen in  $\frac{1}{10000}$ , die bei der Messung einer vertikalen Strecke von 10 cm auftreten

|      |    |        |        |        |        |         |         |         |         |         |
|------|----|--------|--------|--------|--------|---------|---------|---------|---------|---------|
| 1000 | 30 | 9 29   | 11 26  | 13 24  | 20 26  | 23 23   | 23 23   | 23 23   | 23 23   | 23 23   |
| 900  | 32 | 10 32  | 13 32  | 19 31  | 24 28  | 27 27   | 27 27   | 27 27   | 27 27   | 27 27   |
| 800  | 35 | 10 36  | 17 36  | 24 35  | 28 34  | 32 32   | 32 32   | 32 32   | 32 32   | 32 32   |
| 700  | 38 | 20 40  | 21 40  | 27 40  | 35 37  | 39 39   | 39 39   | 39 39   | 39 39   | 39 39   |
| 600  | 43 | 22 44  | 29 46  | 38 47  | 44 47  | 47 47   | 47 47   | 47 47   | 47 47   | 47 47   |
| 500  | 46 | 23 48  | 39 51  | 45 54  | 55 57  | 57 57   | 57 57   | 57 57   | 57 57   | 57 57   |
| 400  | 49 | 30 53  | 57 56  | 69 61  | 72 67  | 70 70   | 70 70   | 70 70   | 70 70   | 70 70   |
| 300  | 53 | 56 58  | 87 63  | 96 69  | 100 76 | 85 85   | 85 85   | 85 85   | 85 85   | 85 85   |
| 200  | 54 | 115 61 | 143 68 | 132 74 | 115 86 | 99 99   | 99 99   | 99 99   | 99 99   | 99 99   |
| 100  | 57 | 283 64 | 230 70 | 172 80 | 134 93 | 111 111 | 111 111 | 111 111 | 111 111 | 111 111 |

Winkeldifferenzen in  $\frac{1}{10000}$ , die bei Messung einer in der X-Richtung liegenden horizontalen Strecke in der Höhe z = 0 auftreten

den und wird sich beim vollen Ausbau der Gruppe noch weiter vergrößern.

Die Hauptarbeit macht zur Zeit noch das Aufzeichnen der Flugbahn, und es ist für die Augen eine außerordentlich



anstrengende Arbeit, die Punkte nach  $\frac{1}{10}$  mm auf das Papier zu übertragen. Hierbei zeigen sich dann noch übersehene Fehler; diese Punkte werden noch einmal nachgerechnet bzw. die Winkel überprüft, bis die Bahn einwandfrei ist. Bisher konnte das Aufzeichnen der Bahn erst nach Vorliegen eines Bahnstückes erfolgen. Für die Zukunft ist vorgesehen, dies gleichzeitig mit der Rechnung durchzuführen.

Hierzu ist jedoch notwendig, die Zeichenarbeit soweit zu vereinfachen, daß sie möglichst schnell vorstatten geht. Da die Flugbahn in den drei Ebenen  $X-Y$ ,  $X-Z$ ,  $Y-Z$  gezeichnet wird, mußten bisher sämtliche Punkte auf den drei Reißbrettern doppelt aufgesucht werden, was viel Zeit kostet. Für die Zukunft ist eine automatische Aufzeichnung vorgesehen. Das Reißbrett wird mit Übertragungsspindeln versehen, auf denen Muttern laufen, die zur Markierung der Koordinaten mit Fäden verbunden sind. Die gesuchten Punkte werden durch die Kreuzungen dargestellt. Das Arbeiten gestaltet sich in der Weise, daß die Rechenergebnisse an einem Zählwerk eingekurbelt und die Kreuzungspunkte der Fäden markiert werden. Durch Auswechseln von Zahnrädern im Einstellkasten lassen sich die Maßstäbe verändern. Bei diesem Aufzeichnungsverfahren muß jeder Fehler sofort auffallen und kann sogleich beseitigt werden.

Als sehr vorteilhaft hat es sich erwiesen, nach Vorliegen der Bahnkurve die Spannweite bzw. die Rumpflänge für jedes einzelne Bild nachzurechnen. Es ist dies zwar eine sehr unangenehme, aber notwendige Nachprüfung für die Genauigkeit der Auswertung. Bei dem jetzigen Verfahren, im Negativ auszuwerten und die Flugbahn nachträglich aufzuzeichnen, ist das Ergebnis noch nicht ganz befriedigend; man muß in Flugbahnstücken mittlerer Güte noch mit Schwankungen von  $\pm 1$  m rechnen, d. s. etwa 10 % der Spannweite. Liegen die oben genannten Verbesserungen der Auswertung vor, und ist es möglich, für diese Nachrechnungen einen weiteren Rechenautomaten einzusetzen, so läßt sich das Ergebnis wesentlich verbessern, und die Schwankungen werden auf den Bereich von etwa 15 bis 20 cm zurückgehen, d. h. etwa 1 bis 2 % einer mittleren Spannweite von 16 m. Damit dürfte man zufrieden sein, wenn man bedenkt, daß es sich um schnelle Vorgänge in einer Entfernung von ca. 700 bis 800 m handelt.

Liegt die Flugbahn in den drei Projektionen vor, so lassen sich hieraus leicht durch Differenzenbildung die in  $\frac{1}{s}$  zurückgelegten Wege berechnen, die räumliche Geschwindigkeit nach Größe und Richtung ermitteln und als Kurve auftragen. Dies ist für jeden einzelnen der vermessenen Flugzeugpunkte durchzuführen. Differenziert man diese Kurven, was sich z. B. mit einem Prismenderivator auf einfache Weise durchführen läßt, so erhält man die zugehörigen Beschleunigungskurven.

Aus der Bahnkurve lassen sich auch leicht alle möglichen anderen Größen ableiten, wie Anstellwinkel, Drehbewegungen um jede Achse, Kurvenradien usw. Baut man Steuererschlagsschreiber ein, so kann man die Ruderwirkung untersuchen und damit die Einflüsse auf die Wendigkeit der Maschine.

### 6. Einflüsse der Atmosphäre.

Bei Messungen im freien Luftraum sind die Einflüsse, die durch die Strömungen in horizontaler und vertikaler Richtung ausgeübt werden, gewöhnlich nur schwer erfassbar. Liegt dagegen die genaue Flugbahnkurve vor, so sind die Verhältnisse bereits bedeutend einfacher geworden, und man kann aus der Lage der Kurve und aus der Abdrift der Maschine auf den horizontalen Wind direkt schließen. Schwieriger ist die Berücksichtigung der vertikalen Luftströmung. Zu diesem Zwecke kann man an der Maschine einen kleinen Raucherzeuger anbringen, der etwa alle halbe Sekunde einen dichten Rauchballen in die Luft setzt, und der somit auf dem Meßbild abgebildet wird. Da er für etwa 3 bis 4 Bilder in dem Meßbild bleiben wird, kann seine Bewegung verfolgt und ausgemessen werden. Somit wird die Windmessung zur Auswertung eines weiteren Punktes. Bei diesem Verfahren bekommt man laufend und in unmittel-

barer Nähe der Maschine die Windgeschwindigkeit in vertikaler und in horizontaler Richtung. Da es sich bei dem Raucherzeuger nur um ein raketengroßes Gebilde handelt, werden durch seine Anbringung die aerodynamischen Eigenschaften der Maschine kaum geändert werden.

### III. Vermessungsbeispiele.

Bisher liegen nur drei Messungen vor: eine Steilkurve mit Motorflugzeug, ein Überschlag mit Motorflugzeug und ein Überschlag mit Segelflugzeug. Ausgewertet sind die erste und die letzte Messung.

Bei der Auswertung der Steilkurve mit dem Motorflugzeug wurden als markante Punkte die Rumpfspitze  $A$ , das Rumpfen  $B$ , die Backbordflügelspitze  $C$  und die Steuerbordflügelspitze  $D$  gewählt und hierfür die Bahnkurven gezeichnet. Bei der ersten Auswerte-Art: Auswertung der Filme nacheinander in der Durchprojektion ist die Genauigkeit des logarithmischen Rechenergebnisses in keiner Weise zufriedenstellend. Zudem wurden die  $\frac{1}{100}^\circ$  der Koordinaten nur geschätzt; welche Fehler hieraus entstehen können, läßt sich leicht aus Zahlentafel I ableiten. Um eine Kontrolle über den Verlauf der Koordinaten zu erhalten, waren sie aufgetragen, und die so entstandenen Kurven gestrakt worden. Trotz dieser zeitraubenden Kontrolle ist das Ergebnis weniger als befriedigend. Einige Nachrechnungen haben Differenzen von mehr als 30 % in der Spannweite oder Rumpflänge ergeben. Die Behebung dieser Fehler war außerordentlich zeitraubend und nur mit vieler Mühe durchzuführen. In dieser Richtung ließ sich also nicht weiterarbeiten, und es wurde die Auswertung beschleunigt in dem vorher angegebenen Sinne abgeändert: Aufprojektion statt Durchprojektion, Steigerung der Genauigkeit im Ablesen der Winkel, gleichzeitige Verarbeitung der Filme beider Stände und sofortige Rechnung, wodurch die Fehler um etwa  $\frac{2}{3}$  zurückgingen.

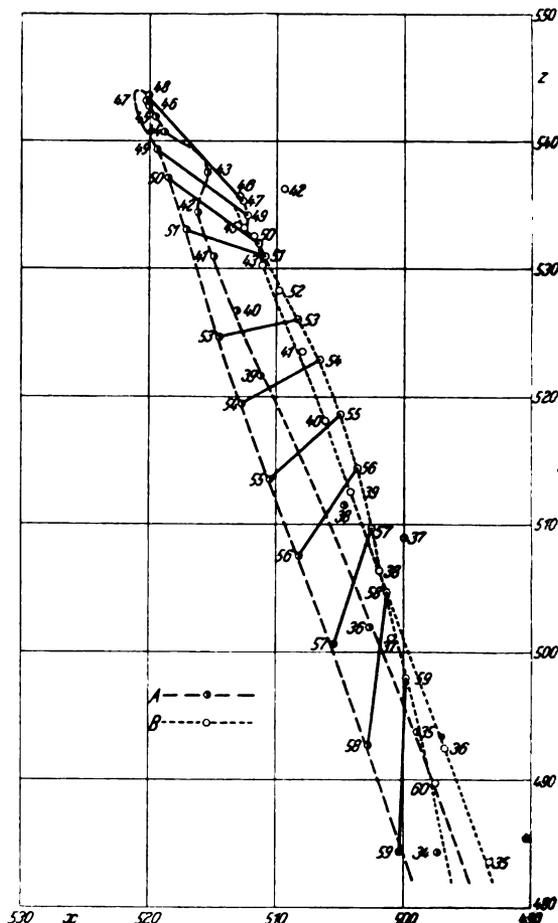


Abb. 9.

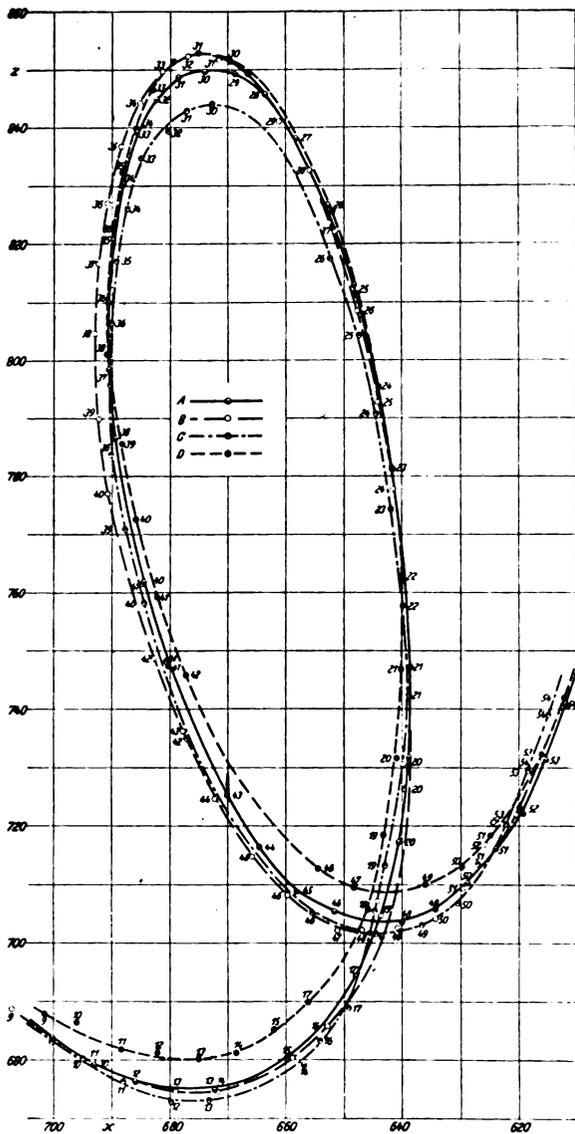


Abb. 10.

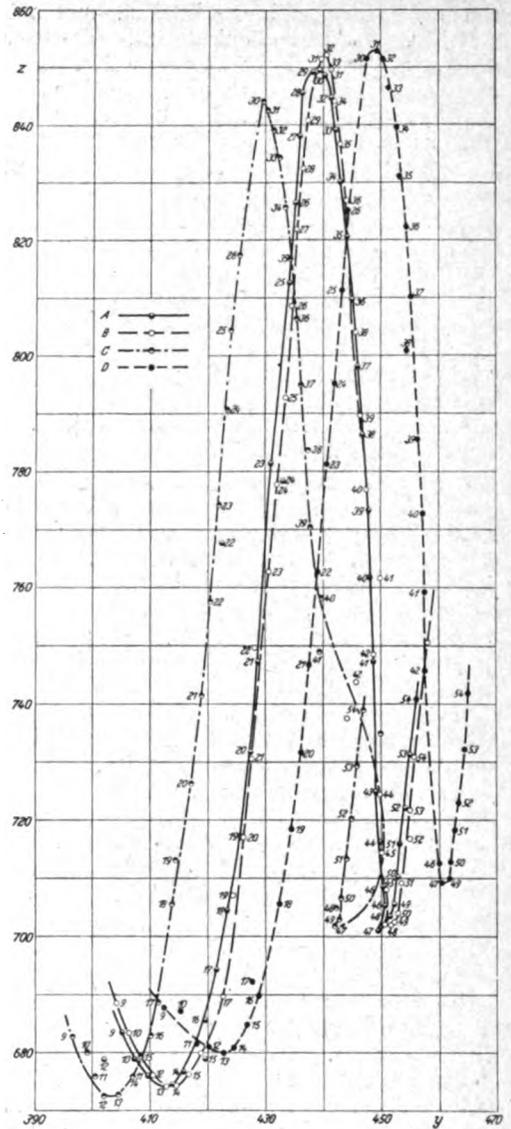


Abb. 11.

Abb. 10, 11, 12. Überschlag nach oben mit Segelflugzeug »São Paulo«.

Abb. 10. X-Z Ebene.  
Abb. 11. Y-Z Ebene.  
Abb. 12. X-Y Ebene.

A: Rumpfspitze. C: Backbordflügelspitze.  
B: Rumpffende. D: Steuerbordflügelspitze.

Trotz dieser Mängel der ersten Auswertung sei die Vermessung der Steilkahre (geflogen mit Klemm) zum Teil gezeigt. Die Maschine wurde bei dieser Flugfigur sehr stark gezogen und fast bis zum Stillstand gebracht. Beim Einleiten der Kehre muß sie natürlich über den Flügel abrutschen. Dieser Vorgang ist in Abb. 9 dargestellt. Er zeigt die Flugbahn in der X-Z-Ebene. Um die Zeichnung nicht zu überlasten, wurden nur die Bahnen der Rumpfspitze A und des Rumpffendes B gezeichnet und, um die Anschauung zu erleichtern, die zusammengehörigen Punkte miteinander verbunden. Aus dem Abstand der Punkte einer Kurve ist die außerordentlich große Geschwindigkeitsabnahme zu ersehen. Sehr deutlich ist auch das Abrutschen über den Flügel und das sehr langsame Wenden des Rumpfes zu erkennen, das unter steter Geschwindigkeitszunahme vor sich geht.

Das zweite Auswertbeispiel hat einen Überschlag nach oben des Segelflugzeuges »São Paulo«, Typ Fafnir II, zum Gegenstand. Inzwischen war die Auswertemethode geändert worden und damit eine sehr wesentliche Verbesserung

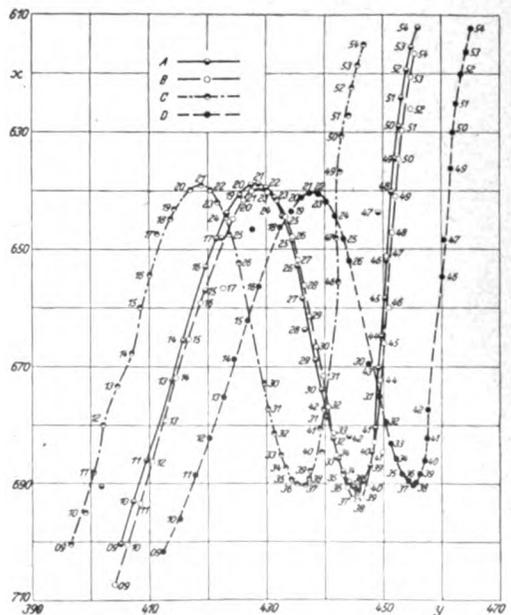


Abb. 12.

erreicht, die sich auch in den Flugbahnkurven deutlich ausdrückt. Als markante Punkte wurden die gleichen wie in dem ersten Vermessungsbeispiel gewählt. Die errechneten Punkte liegen auf oder nur sehr wenig neben den in Abb. 10, 11, 12 gezeigten Kurven. Die Kontrolle auf Rumpflänge und besonders die auf Spannweite zeigt im Mittel Fehler von nur etwa 10%, zwar ein wesentlicher Fortschritt gegenüber der ersten Auswertung, doch ist eine weitere Verbesserung unbedingt noch anzustreben, die durch das automatische Reißbrett auch zu erreichen ist. Beim Zeichnen der Bahnkurven auf drei getrennten Brettern ist eine Ausgleichsmöglichkeit nur in sehr beschränktem Maße vorhanden, da es sehr zeitraubend und mühsam ist, die Veränderungen in den drei Projektionen aufeinander abzustimmen. Nach Fertigstellung des automatischen Brettes verschwindet diese Schwierigkeit durch die zwangsläufige Koppelung der Raumkoordinaten, und erst dann lassen sich in jeder Hinsicht einwandfreie Bahnkurven zeichnen.

Die Flugbahnkurven zeigen deutlich die durch den Wind bedingte Abdrift der Maschine. Man beachte sie im Grundriß ( $X$ — $Y$ -Ebene) und in dem einen Aufriß ( $Y$ — $Z$ -Ebene). Auch der Aufriß in der  $X$ — $Z$ -Ebene zeigt die Windwirkung durch die Schräglage der Achse der Flugfigur an. Im Grundriß läßt sich auch die Windwirkung aus zwei benachbarten Punkten der Kurven für  $A$  und  $B$  (Rumpfspitze bzw. Rumpffende) feststellen. Sie wird durch den Winkel zwischen der Längsachse des Flugzeuges, der Verbindungslinie gleicher Punkte auf den Kurven für  $A$  und  $B$  und der Flugrichtung dargestellt. Für eine vollständige Auswertung wäre diese Windwirkung zu berücksichtigen. Es läßt sich dann die reine Bahnkurve zeichnen. Dreht man ferner die Projektionsebenen parallel zur Flugfigur, so kann man auch die Krümmungshalbmesser der Bahn erhalten.

Versuchsweise wurde bei dieser Vermessung die Geschwindigkeitskurve (Abb. 13) ermittelt, doch ist das Ergebnis noch nicht befriedigend. Die Auswertung der Bahnkurve muß noch in einigen Punkten verbessert werden, um die Genauigkeit zu steigern. Vorteilhaft wird es auch sein, außer der Nachprüfung auf Rumpflänge und Spannweite die gegenseitige Lage dieser Linien und die davon eingeschlossenen Winkel heranzuziehen. Ist auf diese Weise die Flugbahnkurve einwandfrei geworden, so wird auch die erste Ableitung, die Geschwindigkeitskurve, eine bessere Übereinstimmung aufweisen. In dem vorliegenden Beispiele, das theoretisch sehr dicht beieinander liegende Geschwindigkeitskurven für die einzelnen Maschinenpunkte hätte ergeben müssen, sind noch ziemliche Streuungen vorhanden, aber dennoch läßt sich

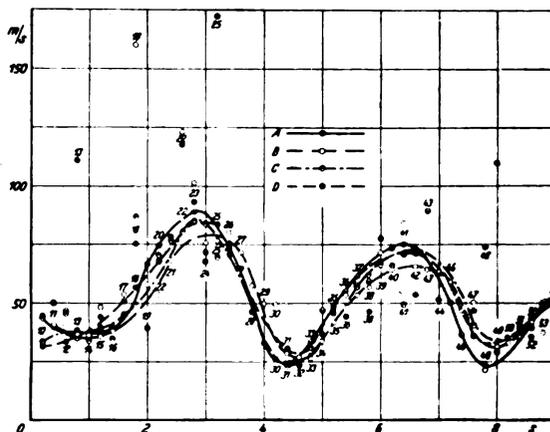


Abb. 13. Geschwindigkeitskurven zu Abb. 10, 11, 12.

der große Gang sehr wohl erkennen. Die Zunahme der Geschwindigkeit erfolgt bis etwa zur Mitte des steigenden Astes der Flugfigur, wird, wie zu erwarten, im Gipfel am kleinsten, um dann bis zur Mitte des absteigenden Astes wieder zuzunehmen. Von dort ab wird offenbar eine neue, direkt anschließende Flugfigur durch Steuerauslässe eingeleitet und damit die Geschwindigkeit wieder verringert. Da es sich noch um reine Vermessungsversuche handelt, wurde auf jede besondere Instrumentierung der Maschine, wie Einbau von Staudruckschreiber oder Steuerauslagschreiber, verzichtet, so daß sich über die durch Steuerauslässe verursachte Geschwindigkeitsänderung nichts aussagen läßt.

#### IV. Zusammenfassung.

Mit den vorliegenden Ausführungen wurde versucht, ein Bild von den bisherigen Arbeiten mit den Kino-Theodoliten Raethjen des Deutschen Forschungs-Institutes für Segelflug zu geben. Es hat sich gezeigt, daß bereits gute Flugbahnkurven errechnet werden können. In einigen Punkten sind noch Verbesserungen vorgesehen, die den Zweck haben, die Genauigkeit der Rechenergebnisse noch weiter zu steigern. Die Anlage ist erst seit kurzem betriebsfertig. Wenn bereits jetzt darüber Mitteilungen gemacht werden, so geschieht es deswegen, weil die interessierten Stellen in Forschung und Industrie auf das Vorhandensein der Einrichtung hingewiesen und zu einer Inanspruchnahme angeregt werden sollen. Ein eingehender Bericht über die Bewährung der Einrichtung bleibt einer späteren Veröffentlichung vorbehalten.

#### Verfahren zur Bestimmung der Auftriebsverteilung längs der Spannweite.

Nachtrag zur Arbeit von A. Lippisch in »Luftfahrtforschung« Bd. 12 (1935) Nr. 3.

Auf Grund einer Zuschrift von Fräulein Dr. I. Lotz, Göttingen, sieht sich die Schriftleitung mit Zustimmung des Verfassers zu folgendem Nachtrag veranlaßt:

In Abschnitt VII werden die Ergebnisse der Rechnung von I. Hueber für den Flavag-III-Flügel mit den nach dem Lippischen Verfahren gewonnenen verglichen. Der hier-

aus gezogene Schluß, daß das Lotzsche Verfahren ungenauere Resultate liefere, beruht auf einem in der Hueberschen Rechnung unterlaufenen Fehler, der alle Koeffizienten der Tiefenentwicklung um ein geringeres ändert. Nach Beseitigung dieses Fehlers stimmen die Ergebnisse beider Verfahren wesentlich besser miteinander überein.

JAN 28 1936

# LUFTFAHRT- FORSCHUNG

Mit Beiträgen der nachstehenden Stellen:

Vereinigung für Luftfahrtforschung • Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt, E.V., Berlin-Adlershof • Aerodynamische Versuchsanstalt beim Kaiser-Wilhelm-Institut für Strömungsforschung, Göttingen • Aerodynamisches Institut der Technischen Hochschule Aachen • Aerodynamisches Institut an der Technischen Hochschule Darmstadt • Institut für Aerodynamik und Flugtechnik der Technischen Hochschule Hannover • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Stuttgart • Forschungsinstitut für Kraftfahrwesen und Fahrzeugmotoren an der Technischen Hochschule Stuttgart • Flugtechnisches Institut an der Technischen Hochschule Berlin  
Deutsches Forschungsinstitut für Segelflug, Flugplatz Griesheim b. Darmstadt • Professor Dr.-Ing. Flügel u. a.

Herausgegeben von der  
**Zentrale für technisch-wissenschaftliches Berichtswesen  
über Luftfahrtforschung (ZWB)**



## INHALT:

|                                                                                                                                                          |           |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>Albert Betz</b> . . . . .                                                                                                                             | Seite 247 |
| <b>Korrektur des Abwindes in Windkanälen mit kreisrunden oder elliptischen Querschnitten. Von Irmgard Lotz</b> . . . . .                                 | Seite 250 |
| <b>Über die Größe der Berichtigungsbeiwerte für Widerstand und Anstellwinkel bei Freistrahlen von elliptischem Querschnitt. Von H. Muttray</b> . . . . . | Seite 265 |
| <b>Beitrag zum Problem des durch einen Freistrahlin hindurchgesteckten Tragflügels. Von J. Stüper</b> . . . . .                                          | Seite 267 |

Mit dieser Lieferung schließt der 12. Band; sie enthält den Bandtitel und das Inhaltsverzeichnis

**VERLAG VON R. OLDENBOURG, MÜNCHEN-BERLIN**

EINE WERTVOLLE ERGÄNZUNG  
ZUR „LUFTFAHRT-FORSCHUNG“  
STELLT DIE ZEITSCHRIFT

## DEUTSCHE LUFTWACHT

AUSGABE: LUFTWISSEN

dar. Die Zeitschrift ist zu beziehen vom Verlag E. S. Mittler & Sohn, Berlin SW 68, vom Verlag R. Oldenbourg, München 1, sowie durch alle Buchhandlungen

PREIS DES JAHRGANGS  
RM. 12.—

---

# Luftfahrt-Forschung

Jährlich erscheint ein Band (bestehend aus 8 Heften) zum Preise von RM. 16.—. Für das Ausland (mit Ausnahme der Schweiz) RM. 12.—. Bestellungen können bei jeder Buchhandlung oder beim Verlag aufgegeben werden.

R. Oldenbourg · München 1 und Berlin

## Erweiterter Umfang im Jahre 1936

Die „Luftfahrt-Forschung“ umfaßt künftig jährlich 12 Hefte.  
Jahresbezugspreis für 1936:  
Deutsches Reich und die Schweiz:  
RM. 24.—  
Sonstiges Ausland: RM. 18.—

SOEBEN ERSCIEN :

# FLUGZEUG-BERECHNUNG

von Dr.-Ing. Rudolf Jaeschke

Band 1: Strömungslehre und Flugmechanik

174 Seiten, 88 Abbildungen, 21 Zahlentafeln, 8<sup>o</sup>. 1935. RM. 6.50

Das Buch bringt einen lückenlosen Einführungs-Lehrgang in die flugtechnischen Zusammenhänge für alle, welche sich eingehend mit der Vorausberechnung der Leistungen, Flugeigenschaften und Beanspruchungen von Flugzeugen beschäftigen wollen. Es wendet sich an technisch Interessierte oder auch schon Vorbildete, die sich beruflich für eine entsprechende Tätigkeit in der Flugzeugindustrie vorbereiten wollen; aber auch an solche, die sich privat mit dem Entwurf oder Bau von Segelflugzeugen oder leichten Motormaschinen befassen; schließlich auch an Flugzeugführer, denen an einer gründlichen Einsicht in die technisch-wissenschaftlichen Grundlagen des Fliegens gelegen ist.

Von ähnlichen Abhandlungen unterscheidet sich die „Flugzeug-Berechnung“ vor allem dadurch, daß sie wohl allgemeinverständlich ist und im 1. Band nur die Kenntnis der niederen Mathematik voraussetzt, aber trotzdem alle Fragen von einem hinreichend wissenschaftlich begründeten Standpunkt aus betrachtet. Deshalb braucht das Werk keine schwierige Frage stillschweigend zu übergehen und unwichtige Zusammenhänge breit zu behandeln. Der Besprechung einer jeden Frage ist der Raum gewidmet, welcher ihrer praktischen Bedeutung zukommt. Dem an selbständiges Denken gewohnten Leser wird es auch das nötige Rüstzeug zum Verständnis neu auftauchender Fragen vermitteln und ihm ermöglichen, die technisch-wissenschaftlichen Abhandlungen der Flugzeitschriften mit Erfolg zu lesen.

Die Art der Gliederung des Stoffes und die Ableitung aller wichtigen Formeln hat sich bei einer mehrjährigen Lehrtätigkeit als zweckmäßig erwiesen. Da es sich letzten Endes um ein Lehrbuch handelt, konnte auf die Durchrechnung von Zahlenbeispielen (in der von der Praxis geforderten tabellenmäßigen Form) zur Ergänzung des Textes und zur Vertiefung des Verständnisses nicht verzichtet werden; grundlegendes Zahlenmaterial zum selbständigen weiteren Üben von Berechnungen mußte geboten werden.

R. OLDENBOURG · MÜNCHEN 1 UND BERLIN

## Albert Betz.

Professor Albert Betz vollendet am 1. Weihnachtstag dieses Jahres sein 50. Lebensjahr. Es mag mir, dessen treuer Mitarbeiter und Mitstreiter für die weitere Entwicklung der Aerodynamik er nun schon durch 24 Jahre ist, vergönnt sein, ihm an dieser Stelle im Namen der deutschen Aerodynamiker und Flugtechniker die herzlichsten Glückwünsche darzubringen, zugleich mit unserem Dank für alles, was er mit hingebendem Schaffen in allen diesen Jahren für unsere Wissenschaft und ihre Anwendungen geleistet hat.

Ich darf auch noch einen persönlichen Dank hier anschließen: Professor Betz hat seit vielen Jahren neben der Leitung des Versuchsbetriebes der Aerodynamischen Versuchsanstalt aus freien Stücken auch die Last der wirtschaftlichen Leitung auf sich genommen, die oft genug in den vergangenen Zeiten große Schwierigkeiten bot.



Er hat mir dadurch ermöglicht, mich ungestört meinen wissenschaftlichen Arbeiten zu widmen. Ich muß ihm dafür zeitlebens dankbar sein und betrachte es als ein besonderes Glück, einen solchen Mitarbeiter gefunden zu haben.

Ich vereinige meine Wünsche mit denen der deutschen Fachgenossen, die alle hoffen, daß Professor Betz an den in Göttingen neu entstehenden Versuchsanlagen, die in der Hauptsache nach seinen eigensten Plänen errichtet werden, recht viel Freude erleben möchte und in diesen Versuchsanlagen weiter schaffend uns mit einer zweiten Reihe von Forschungsarbeiten beschenken möge, die sich der bisherigen schon sehr stolzen Reihe ebenbürtig anschließt. Wir

wünschen ihm vor allem, daß ihm Gesundheit und Schaffenskraft hierzu noch viele viele Jahre hin treu bleiben möchten!

L. Prandtl.

Allen, die Professor Betz näher kennen, wird es eine Freude sein, daß ihnen durch die Feier seines 50. Geburtstages einmal Gelegenheit gegeben ist, seine Persönlichkeit und seine Arbeit zu würdigen. Das erscheint um so mehr angezeigt, als Betz in seiner Bescheidenheit und Schlichtheit sich stets im Hintergrunde gehalten hat. Wer dem engeren Kreis seiner Mitarbeiter angehört, oder wer öfters Rat bei ihm einholen mußte, weiß die stete Hilfsbereitschaft dieses Mannes zu schätzen, der für jeden Zeit übrig hat und gern von seinem großen Wissen mitteilt, ohne auch nur im geringsten seine Überlegenheit fühlen zu lassen. Das Bild seiner Persönlichkeit wäre aber unvollständig, wenn man nicht noch andere Züge hinzunehmen würde, z. B. seine Liebe zu seiner bayerischen Heimat, wo er jedes Jahr zusammen mit seiner Familie seine Ferien verbringt, und seine Freude an der Natur. Wer einmal seinen Samstags-Nachmittags-Spaziergang auf die Höhe des Göttinger Hainbergs gelenkt hat, wird sicher dort oben auch Betz begegnet sein. Und schließlich muß erwähnt werden, daß er sich mit geradezu jugendlichem Eifer der Schulung für den Segelflug widmet.

Betz hat als nächster Mitarbeiter von Prandtl die Entwicklung der Aerodynamik, besonders auf dem Gebiet der Tragflügeltheorie, und den Ausbau der Aerodynamischen Versuchsanstalt in Göttingen ganz entscheidend mit gefördert. Er kam 1911 als Assistent an das Institut für angewandte Mechanik in Göttingen, arbeitete in der alten »Modellversuchsanstalt für Aerodynamik« und wurde 1917 Abteilungsleiter in der damals gerade errichteten Aerodynamischen Versuchsanstalt. Bald darauf wurde er stellvertretender Direktor und hatte damit den Hauptteil der Verwaltungsarbeit zu tragen, einer Arbeit, die während der Nachkriegsjahre, in der Inflationszeit und besonders während der schlimmsten Krisenjahre 1930 bis 1932 oft alles andere als erfreulich war. Wenn die Versuchsanstalt über diese Zeit ohne allzu große Schäden hinweggekommen ist, so ist das ganz überwiegend sein Verdienst.

In den ersten Jahren seiner Göttinger Tätigkeit beschäftigte sich Betz hauptsächlich mit Modellversuchen und ihren flugtechnischen Anwendungen. Später übernahm er neben Prandtl die wissenschaftliche Leitung und außerdem die Abteilung für Neukonstruktionen. An den Entwurfs-

arbeiten für mehrere Windkanalbauten war er führend beteiligt. Zusammen mit Ackeret entwickelte er 1922 kleine schnellaufende Elektromotoren von hoher Leistung für den Einbau ins Flugzeugmodell und zum Antrieb der Modellpropeller. Diese Motoren sind heute aus dem Versuchsbetrieb der Göttinger Anstalt nicht mehr wegzudenken. Von weiteren Konstruktionen, die unter seiner Leitung entstanden, seien genannt: ein Manometer mit bequemer Ablesung — eine schwimmende Skala wird auf eine Mattscheibe projiziert —, verschiedene Wägeeinrichtungen für Windkanäle, eine Wirbelstrombremse und manche andere Versuchseinrichtung. Der Siemens-Betz-Lüfter war ein Nebenergebnis seiner Entwicklungsarbeiten an Windkanalgebläsen.

Die eigentliche Bedeutung von Betz wird aber erst klar, wenn man einen Blick auf die lange Reihe seiner Veröffentlichungen wirft und die Anregungen, die von ihm ausgegangen sind, berücksichtigt. Einige seiner Arbeiten mögen hier angeführt werden. 1912 behandelte er in einem »Beitrag zur Klärung des Segelflugs« eine Erscheinung, die nachher als Knoller-Betz-Effekt bezeichnet wurde und etwa zehn Jahre später bei der Frage nach der Möglichkeit des »dynamischen« Segelfluges eine große Rolle spielte. — Betz hat als erster die Aufgabe, zu einer gegebenen Flügelform die Auftriebsverteilung zu bestimmen, in Angriff genommen, indem er 1919 in seiner Dissertation den einfachen rechteckigen Flügel behandelte. Die Berechnung der flugtechnisch wichtigen Auftriebsverteilung beliebig geformter Flügel konnte dann im Jahre 1931 auf seine Anregung von J. Lotz durchgeführt werden. — 1919 veröffentlichte Betz seine Arbeit über »Schraubenpropeller mit geringstem Energieverlust, mit einem Zusatz von Prandtl«, die grundlegend für die Theorie der schwachbelasteten Propeller geworden ist;

später dehnte er seine Arbeiten, z. T. in Gemeinschaft mit Helmbold, auf stärker belastete Propeller aus. — Der Gedanke der flugtechnischen Anwendung der Grenzschichtabsaugung zur Vergrößerung des Höchstauftriebes von Tragflügeln geht auf ihn und auf Ackeret zurück; 1925 wurden die ersten Versuchsergebnisse veröffentlicht. — Eine besondere praktische Bedeutung hat sein 1925 angegebenes Verfahren zur direkten Ermittlung des Profilwiderstandes aus dem Impulsverlust der Strömung, weil es sowohl beim Modellversuch wie beim Flugversuch anwendbar ist. — 1935 berichtete er über die Berechnung von Tragflügelprofilen mit vorgegebener Druckverteilung. Sie gibt die Möglichkeit, Mängel eines Profils, die sich aus seiner Druckverteilung ergeben, durch Änderung der Profilform zu beheben.

Weiterhin schrieb Betz eine große Anzahl zusammenfassender Arbeiten, die sich durch ihre Klarheit auszeichnen. Es ist überhaupt sein besonderer Vorzug, daß er auch schwierige Dinge auf einfache und anschauliche Weise darzustellen weiß.

Wenn man die Fülle seiner Arbeiten vor sich sieht, ist es fast unbegreiflich, wie Betz dies alles neben seiner Haupttätigkeit als Leiter der Aerodynamischen Versuchsanstalt schaffen konnte. Hält er doch außerdem Vorlesungen an der Universität Göttingen — und zwar jedes Semester über ein anderes aerodynamisches, flugtechnisches oder mathematisches Thema.

So schließen wir uns den Glückwünschen von Professor Prandtl auf das herzlichste an. Wir hoffen, daß Professor Betz im Kreise seiner Mitarbeiter noch zahlreiche arbeitsfrohe Jahre verbringen wird und daß ihm in der Luftfahrtforschung noch viele Erfolge beschieden sein werden. R. Seiferth.

#### Veröffentlichungen von A. Betz.

1911. Kreiselwirkungen im Flugzeug. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 2, S. 229.
1912. Systematische Versuche an Luftschraubenmodellen. Jb. Luftfahrzeug-Ges., Bd. 6, S. 83; desgl. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 5, S. 73<sup>1)</sup>.
1912. Auftrieb und Widerstand einer Tragfläche in der Nähe einer horizontalen Ebene (Erdboden). Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 3, S. 217<sup>1)</sup>.
1912. Ein Beitrag zur Erklärung des Segelfluges. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 3, S. 269.
1912. Duchênes Grundlagen für die Beurteilung und Verbesserung eines Flugzeugs. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 3, S. 86.
1913. Auftrieb und Widerstand eines Doppeldeckers. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 4, S. 1<sup>1)</sup>.
1914. Angriffspunkte der Windkräfte bei Doppeldeckern. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 5, S. 162<sup>1)</sup>.
1914. Untersuchungen an Tragflächen mit verwundenen und nach rückwärts gerichteten Enden. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 5, S. 237<sup>1)</sup>.
1914. Die gegenseitige Beeinflussung zweier Tragflächen. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 5, S. 253.
1915. Untersuchung einer Joukowskyschen Tragfläche. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 6, S. 173<sup>1)</sup>.
1915. Die wichtigsten Grundlagen für den Entwurf von Luftschrauben. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 6, S. 97.
1916. Ein experimenteller Beitrag zum vollständigen Problem der Flugzeugstabilität. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 7, S. 145.
1917. Einfluß der Spannweite und Flächenbelastung auf die Luftkräfte von Tragflächen. Techn. Ber. Flugzeugmeisterei, Bd. 1, S. 98.
1917. Berechnung der Luftkräfte auf eine Doppeldeckerzelle aus den entsprechenden Werten für Eindeckertragflächen. Techn. Ber. Flugzeugmeisterei, Bd. 1, S. 103.
1918. Einführung in die Theorie der Flugzeug-Tragflügel. Naturwiss. Jg. 6, S. 557 und 573.
1919. Schraubenpropeller mit geringstem Energieverlust, mit einem Zusatz von L. Prandtl. Nachr. Kgl. Ges. Wiss. Math.-phys. Klasse, S. 193 (Neudruck in »Vier Abhandlungen zur Hydrodynamik und Aerodynamik«, J. Springer, Berlin 1927).
1919. Beiträge zur Tragflügeltheorie mit besonderer Berücksichtigung des einfachen rechteckigen Flügels. Diss. Göttingen; Auszug in Ber. u. Abhandl. Wiss. Ges. Luftf. (Beihefte zur Z. Flugtechn. Motorluftsch.), Heft 2.
1920. Eine Erweiterung der Schraubenstrahl-Theorie. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 11, S. 105.
1920. Ergebn. Aerodyn. Versuchsanst. Göttingen, Lfg. I (gemeinsam mit L. Prandtl und C. Wieselsberger). Verlag R. Oldenbourg, München und Berlin.
1920. Das Maximum der theoretisch möglichen Ausnützung des Windes durch Windmotoren. Z. ges. Turbinenwes. Jg. 17, S. 307.
1921. Die Vorgänge beim Schraubenpropeller. Naturwiss. Jg. 9, S. 309.
1921. Wirbel und im Zusammenhang damit stehende Begriffe der Hydrodynamik. Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 12, S. 193.
1922. Die Wirkungsweise von unterteilten Flügelprofilen. Ber. u. Abhandl. Wiss. Ges. Luftf. (Beihefte zur Z. Flugtechn. Motorluftsch.), Heft 6.

<sup>1)</sup> Neudruck in »Mitteilungen der Aerodynamischen Versuchsanstalt I. Folge«. L. Franz, Leipzig 1930.

1923. *Ergebn. Aerodyn. Versuchsanst. Göttingen, Lfg. II* (gemeinsam mit L. Prandtl und C. Wieselsberger). Verlag R. Oldenbourg, München und Berlin.
1924. Eine Verallgemeinerung der Joukowskyschen Flügelbildung. *Z. Flugtechn. Motorluftsch.* Jg. 15, S. 100.
1925. Versuche an einem Flügel mit Grenzschichtabsaugung (gemeinsam mit J. Ackeret und O. Schrenk). *Vorläufige Mitt. Aerodyn. Versuchsanst. Aachen, Nr. 4.*
1925. Der Magnuseffekt als Grundlage der Flettnerwalze. *Z. VDI, Bd. 69, S. 9.*
1925. Ein Verfahren zur direkten Ermittlung des Profilwiderstands. *Z. Flugtechn. Motorluftsch.* Jg. 16, S. 42.
1925. Mechanik flüssiger und luftförmiger Körper. »Hütte« des Ing.-Taschenb., 25. Auflage, Bd. I, S. 332.
1926. Über die Vorgänge an den Schaufelenden von Kaplan-Turbinen. »Hydraulische Probleme« VDI-Verlag, Berlin, S. 161.
1926. Windenergie und ihre Ausnutzung durch Windmühlen. Verlag Vandenhoeck und Rupprecht, Göttingen.
1926. Wirbelschichten und ihre Bedeutung für die Strömungsvorgänge. *Naturwiss. Jg. 14, S. 1228.*
1926. *Ergebn. Aerodyn. Versuchsanst. Göttingen, Lfg. III* (gemeinsam mit L. Prandtl). Verlag R. Oldenbourg, München und Berlin.
1927. Tragflügel und hydraulische Maschinen. *Handbuch der Physik, Bd. 7, S. 215.*
1927. Propellerfragen (vorgetragen auf der Hauptversammlung der Gesellschaft für angewandte Mathematik und Mechanik, Bad Kissingen). *Z. angew. Math. Mech., Bd. 7, S. 431.*
1927. Die Windmühlen im Lichte neuerer Forschung. *Naturwiss. Jg. 15, S. 905.*
1928. Der Wirkungsgradbegriff beim Propeller. *Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 19, S. 171.*
1928. Eine anschauliche Ableitung des Biot-Savartschen Gesetzes. *Z. angew. Math. Mech., Bd. 8, S. 149.*
1928. Der Wirbelbegriff und seine Bedeutung für die Flugtechnik. *Unterrichtsbl. Math. Naturwiss., Bd. 34, Heft 12.*
1928. Zur Theorie der Querruder (gemeinsam mit E. Petersohn). *Z. angew. Math. Mech., Bd. 8, S. 253.*
1929. Über turbulente Reibungsschichten an gekrümmten Wänden. In »Gilles, Hopf u. v. Kármán, Vorträge aus dem Gebiet der Aerodynamik und verwandter Gebiete.« Verlag J. Springer, Berlin.
1929. Energieumsetzung in Venturidüsen. *Naturwiss. Jg. 17, S. 160.*
1929. Flow in obstructed passages. *Engineering, Bd. 127, S. 434.*
1930. Einfluß der Kavitation auf die Leistung von Schiffschrauben. *Verh. 3. inter. Kongr. techn. Mech., Stockholm, Teil 1, S. 411* Verlag P. A. Norstedt und Söner, Stockholm (1931).
1930. Wirbelbildung in idealen Flüssigkeiten und Helmholtz'scher Wirbelsatz. *Z. angew. Math. Mech., Bd. 10, S. 413.*
1931. Mikromanometer. *Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 4, 1. Teilband, S. 511.*
1931. Mechanik unelastischer Flüssigkeiten. »Hütte« des Ing. Taschenb., 26. Auflage, Bd. I, S. 352.
1931. Mechanik elastischer Flüssigkeiten. Dasselbe, S. 410.
1931. Ein Mikromanometer mit bequemer Ablesung. *Meßtechn. Jg. 7, S. 37.*
1931. Diagramme zur Berechnung von Flügelreihen. *Ing.-Arch., Bd. 2, S. 359.*
1931. Die v. Kármánsche Ähnlichkeitsüberlegung für turbulente Vorgänge in physikalischer Auffassung. *Z. angew. Math. Mech., Bd. 11, S. 397.*
1931. Anwendung der Theorie der freien Strahlen (gemeinsam mit E. Petersohn). *Ing.-Arch., Bd. 2, S. 190.*
1932. Beitrag zu »Untersuchung von Flugzeugmodellen im Windkanal« von R. Seiferth. *Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 4, 2. Teilband, S. 191.*
1932. Ermittlung der bei Drehbewegungen von Körpern (Flugzeugen) auftretenden Kräfte und Momente. Dasselbe, S. 207.
1932. Zur Theorie stark belasteter Schraubenpropeller (gemeinsam mit H. B. Helmbold). *Ing.-Arch., Bd. 3, S. 1.*
1932. *Ergebnisse Aerodyn. Versuchsanst. Göttingen, Lfg. IV* (gemeinsam mit L. Prandtl). Verlag R. Oldenbourg, München und Berlin.
1932. Verminderung des Auftriebes von Tragflügeln durch den Widerstand (gemeinsam mit J. Lotz). *Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 23, S. 277.*
1932. Verhalten von Wirbelsystemen. *Z. angew. Math. Mech., Bd. 12, S. 164.*
1932. Grundsätzliches zum Voith-Schneider-Propeller. *Hydromech. Probl. d. Schiffsantriebs, Hamburg, S. 161.*
1932. Singularitätenverfahren zur Ermittlung der Kräfte und Momente auf Körper in Potentialströmungen. *Ing.-Arch., Bd. 3, S. 454.*
1933. Theoretische Berechnung von Tragflügelprofilen. *Z. Flugtechn. Motorluftsch. Jg. 24, S. 437.*
1934. Änderung der Profilform zur Erzielung einer vorgegebenen Änderung der Druckverteilung. *Luftf.-Forschg., Bd. 11, S. 158.*
1935. Luftwiderstand der Kraftfahrzeuge. *Kraftfahrtechnische Tagung 1934, »Vorträge und Aussprachen«* (Sonderdruck VDI-Verlag, Berlin), S. 40.
1935. Einfluß des Strömungszustandes auf die Angabe von Meßdüsen. *Z. angew. Math. Mech., Bd. 15, S. 4.*
1935. Flügelprofile mit vorgegebener Druckverteilung. *Proc. 4th int. Congr. appl. Mech., Cambridge, S. 160.*
1935. *Applied Airfoil Theory. »Durand, Aerodynamic Theory«, Bd. 4, Sect. J.* Verlag J. Springer, Berlin.



# Korrektur des Abwindes in Windkanälen mit kreisrunden oder elliptischen Querschnitten.

Von Irmgard Lotz.

(Aus der Aerodynamischen Versuchsanstalt Göttingen.)

Die am Ort eines Flügels durch die endliche Strahlbegrenzung erzeugten Abwärtsgeschwindigkeiten sind für Windströme mit den verschiedensten Querschnitten berechnet. Die Änderung der zusätzlichen Geschwindigkeit in der Umgebung des Flügels ist dagegen sehr wenig behandelt. Die Kenntnis dieser Zusatzgeschwindigkeiten in der Umgebung des Flügels, insbesondere an der Stelle des Höhenleitwerkes ist aber notwendig, um aus den Messungen des Längsmomentes an Flugzeugmodellen im Windkanal die im freien Flug auftretenden Momente errechnen zu können. Gleichzeitig kann man dann auch feststellen, ob die Krümmung der Stromlinien groß genug ist, um das experimentelle Ergebnis zu klären, daß die bei Tragflügelmessungen notwendige Anstellwinkelkorrektur einen größeren Korrekturfaktor hat als die notwendige Widerstandskorrektur.

## Gliederung.

- A. Einleitung.
- B. Windströme mit Kreisquerschnitten.
  - I. Problemstellung und Bezeichnungen.
  - II. Ermittlung der zusätzlichen Abwärtsgeschwindigkeiten für den Freistrah.
  - III. Ermittlung der zusätzlichen Abwärtsgeschwindigkeiten für den geschlossenen Kanal.
  - IV. Numerische Ergebnisse.
- C. Windströme mit elliptischen Querschnitten.
  - I. Problemstellung und Bezeichnungen.
  - II. Zusätzlicher Abwind im Freistrah.
    - 1. Theoretische Überlegungen.
    - 2. Numerische Durchführung.
    - 3. Ergebnisse.
  - III. Zusätzlicher Abwind im geschlossenen Kanal.
    - 1. Theoretische Überlegungen.
    - 2. Ergebnisse.
- D. Zusammenfassung.
- E. Schrifttum.

## A. Einleitung.

Bisher hat man bei der Bestimmung des störenden Einflusses der Windkanalgrenzen immer nur die am Ort des Flügels, genauer die im Druckpunkt des Flügelmittelschnitten herrschende zusätzliche Abwärtsgeschwindigkeit errechnet. Sie läßt sich einfach ermitteln, weil sie genau die Hälfte der im Unendlichen vorhandenen Abwärtsgeschwindigkeit ist und diese sich aus einem ebenen Potentialproblem ergibt: Man spiegelt die abgehenden Wirbel an der Begrenzung [1]...[4]. Abb. 1 und 2 zeigen diese Spiegelungen für den offenen und den geschlossenen Kreisstrahl. Bei der Spiegelung an den freien Strahlgrenzen des offenen Kanals haben die gespiegelten Wirbel den gleichen Drehsinn wie die Originalwirbel, bei der an den festen Wänden des geschlossenen Kanals den umgekehrten Drehsinn.

Der Verlauf der Abwärtsgeschwindigkeit vom Flügel bis zum unendlich Fernen war nicht bekannt. Für den rechteckigen Kanal hat Glauert, weil er sich für die bei Leitwerksmessungen anzubringende Winkelkorrektur interessierte, eine 1. Näherung gerechnet, für Kanäle mit anderen Querschnitten fehlte bisher jede über das einfache Problem hinausgehende Rechnung<sup>1)</sup>. Seiferth hatte zwar in dem in [1] genannten Artikel für den Freistrah mit Kreisquerschnitt eine Verbesserung versucht, die aber gerade für kleine Entfernungen vom Flügel schon ihrem Aufbau nach nicht die richtigen Korrekturen ergeben kann. Die vor-

liegende Arbeit bringt im Hauptteil B die exakte Berechnung der durch die Strahlgrenzen erzeugten Zusatzgeschwindigkeit für Windströme mit Kreisquerschnitten und im Teil C für Ströme mit elliptischen Querschnitten.

## B. Windströme mit Kreisquerschnitten.

### I. Problemstellung und Bezeichnungen.

In erster Näherung kann man einen Tragflügel durch einen Hufeisenwirbel ersetzen, dies entspricht einer rechteckigen Auftriebsverteilung (Abb. 3). Flügel mit abweichender Verteilung kann man durch Überlagerung mehrerer Hufeisenwirbel verschiedener Breite ( $2b$ ) ersetzen (Abb. 4). Wir werden daher zunächst die Rechnungen für einen Hufeisenwirbel durchführen. Die Bezeichnungen legen wir folgendermaßen fest: Die  $x$ -Achse fällt mit der Strahlachse zusammen, die  $y$ -Achse liegt in Richtung der Flügelspannweite, und die  $z$ -Achse ist zu beiden senkrecht nach unten gerichtet. Abb. 5 zeigt das Koordinatensystem. Der Querteil des Hufeisenwirbels erstreckt sich von  $y = -b$  bis  $y = +b$ <sup>2)</sup>, die abgehenden Wirbel laufen parallel der  $x$ -Achse von  $x = 0$  bis  $x = -\infty$ . Die Zirkulation des Wirbels sei  $\Gamma$ . Der Kanal habe den Radius  $r_0$ . Wir setzen

<sup>2)</sup> Die Flügelspannweite hat demnach die Größe  $2b$ , im Gegensatz zu der sonst üblichen Bezeichnung, die hier aus Symmetriegründen unbequem ist.

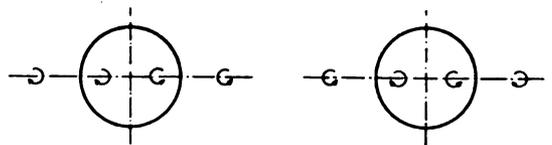


Abb. 1. Spiegelung der Wirbel für den offenen Kreisstrahl.

Abb. 2. Spiegelung der Wirbel für den geschlossenen Kanal mit Kreisquerschnitt.

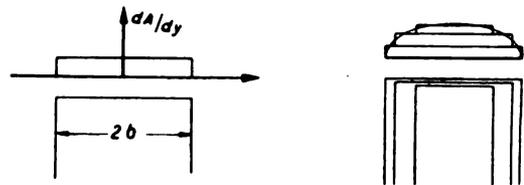


Abb. 3. Flügel mit rechteckiger Auftriebsverteilung (Hufeisenwirbel).

Abb. 4. Aufbau eines Tragflügels aus Hufeisenwirbeln.

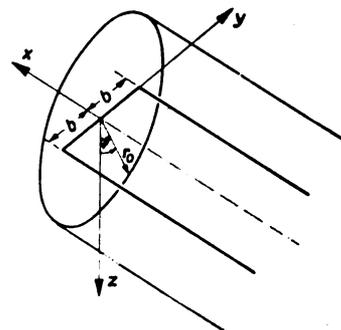


Abb. 5. Koordinatensystem.

<sup>1)</sup> Kurz nachdem der Teil B dieser Arbeit fertiggestellt war, erschienen die „Aerodynamic Theory von W. F. Durand“ Bd. II, in dem Burgers dasselbe Problem aber nur für den Kreisstrahl behandelt. Die Methoden weichen vollständig voneinander ab. Für den Freistrah ergab sich eine vorzügliche Übereinstimmung der Ergebnisse. Für den geschlossenen Kanal dagegen bestehen gewisse Abweichungen, auf die später noch eingegangen wird.

$$\left. \begin{aligned} y^2 + z^2 = r^2 = r_0^2 \cdot \varrho^2 \\ \frac{y}{r_0} = \varrho \sin \varphi; \quad \frac{z}{r_0} = \varrho \cos \varphi \\ \frac{x}{r_0} = \xi \text{ und } \frac{b}{r_0} = \kappa \end{aligned} \right\} \dots \dots (1)$$

Auf dem Zylindermantel erzeugt der Hufeisenwirbel bei unendlich ausgedehnter Strömung die Tangentialgeschwindigkeiten  $u_0$  in Richtung der  $x$ -Achse und  $v_t$  senkrecht zu  $u_0$  und die Normalgeschwindigkeit  $v_n$ .

Beim Freistrahls muß der Druck auf den Strahlgrenzen konstant sein, d. h. die Geschwindigkeiten  $u_0$  und  $v_t$  müssen zum Verschwinden gebracht werden. Wir müssen also ein Geschwindigkeitsfeld überlagern, das im Innern des Zylinders regulär ist und auf dem Mantel die Geschwindigkeiten  $-u_0$  und  $-v_t$  hat.

Für den geschlossenen Kanal muß die Normalgeschwindigkeit  $v_n$  verschwinden. Das zusätzliche Geschwindigkeitsfeld muß also die Geschwindigkeit  $-v_n$  auf dem Mantel haben.

**II. Ermittlung der zusätzlichen Abwärtsgeschwindigkeiten für den Freistrahls.**

Wir wollen zunächst den Freistrahls behandeln. Wenn man den Hufeisenwirbel an der zylindrischen Begrenzung spiegelt, d. h. Wirbelfäden, wie sie Abb. 6 zeigt, außerhalb des Strahles anbringt, gelingt es, die Grenzbedingungen für unendlich großes ( $-x$ ) zu erfüllen. Dies ist aus früheren Untersuchungen bekannt (Prandtl, Tragflügeltheorie II, S. 54). Wir bezeichnen das Potential des Hufeisenwirbels mit  $\Phi_0$ , das der gespiegelten Wirbel mit  $\Phi_1$ . Das Potential  $(\Phi_0 + \Phi_1)$  erfüllt dann die Grenzbedingungen für sehr großes negatives  $\xi = \frac{x}{r_0}$ . Für endliches  $\xi$  bleiben auf der Zylinderfläche Tangentialgeschwindigkeiten bestehen.

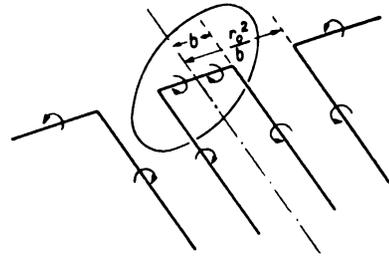


Abb. 6. „Spiegelung“ des Hufeisenwirbels an der Begrenzung des Freistrahls.

Abb. 7 zeigt den Verlauf dieser noch zu beseitigenden Geschwindigkeiten  $u_0 + u_1$  und  $v_t + v_{t_1}$ . Die Funktion  $u_0 + u_1$  ist gerade in  $\varphi$  und gerade in  $\xi$ ; die Funktion  $v_t + v_{t_1}$  ist ungerade in  $\varphi$  und  $\xi$ . Beide klingen mit wachsendem  $|\xi|$  rasch ab. Um diese Geschwindigkeitsreste zu kompensieren, führen wir ein Potential  $\Phi_2$  ein, dessen Ableitungen  $\frac{\partial \Phi_2}{\partial x}$  und  $\frac{\partial \Phi_2}{r \partial \varphi}$  im Unendlichen verschwinden und sonst auf dem Zylindermantel, d. h. für  $r = r_0$  bzw.  $\varrho = 1$  die Werte

$$\frac{\partial \Phi_2}{\partial x} = -\frac{\partial (\Phi_0 + \Phi_1)}{\partial x}; \quad \frac{\partial \Phi_2}{r \partial \varphi} = -\frac{\partial (\Phi_0 + \Phi_1)}{r \partial \varphi} \quad (2)$$

annehmen.  $\Phi_2$  muß der Potentialgleichung  $\Delta \Phi_2 = 0$  genügen, die in Zylinderkoordinaten lautet:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \Phi_2}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial x^2} = 0 \quad (3)$$

Wir wollen zunächst die Funktion  $\Phi_2$  anstatt mit  $\xi = \frac{x}{r_0} \rightarrow \infty$

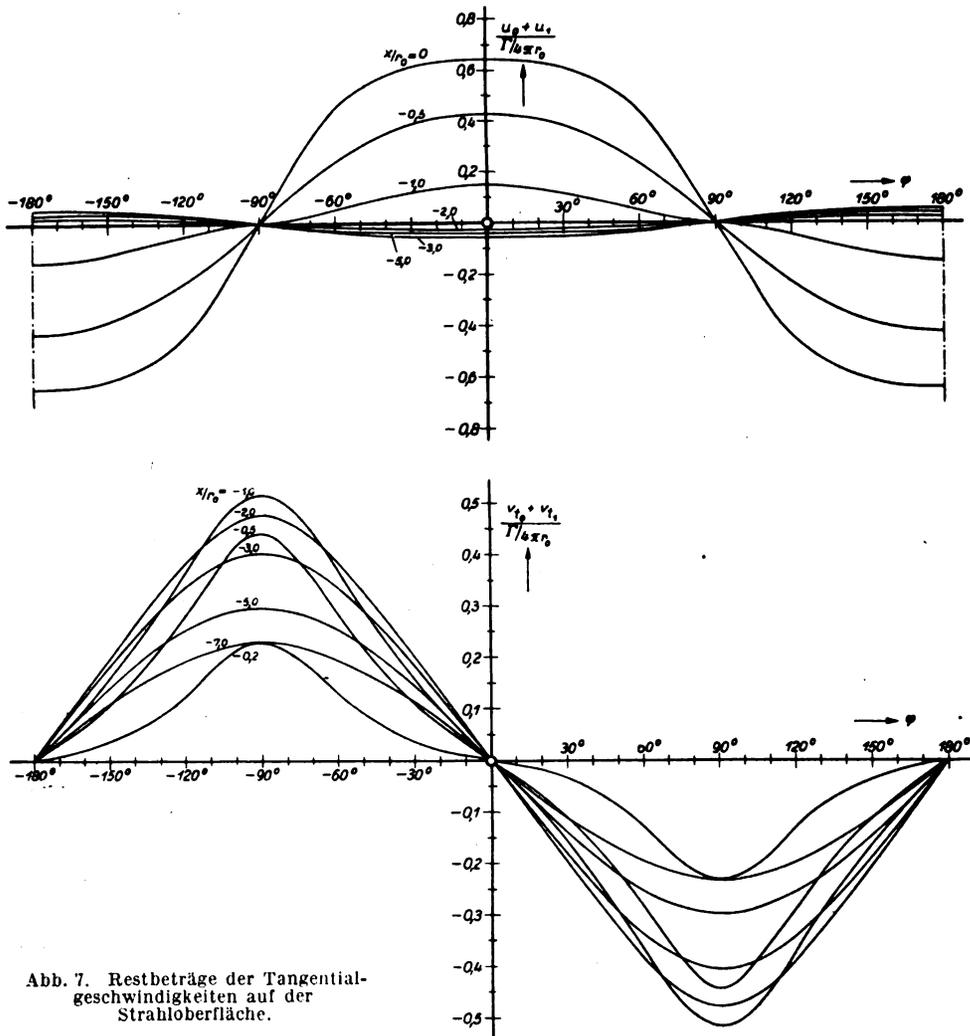


Abb. 7. Restbeträge der Tangentialgeschwindigkeiten auf der Strahloberfläche.

abklingend periodisch in  $\xi$  ansetzen. Die Periode  $2l = 2l^*r_0$  lassen wir dann im Laufe der Rechnung unbegrenzt wachsen. Der Ansatz

$$\Phi_2 = \frac{\Gamma}{4\pi} \sum_m \cos m\varphi \sum_h D_{mk} \sin\left(\frac{k\pi}{l^*} \xi\right) J_m\left(i \frac{k\pi}{l^*} \rho\right), \quad (4)$$

worin  $D_{mk}$  noch unbekannte Koeffizienten sind und  $J_m$  die Besselsche Funktion 1. Art und  $m$ -ter Ordnung bezeichnet, befriedigt die Differentialgleichung, weil jedes einzelne Glied der Summe ihr genügt.

Damit  $\Phi_2$  die Randbedingung erfüllt, muß

$$\left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial x}\right)_{r_0} = \frac{\Gamma}{4\pi r_0} \sum_m \cos m\varphi \sum_k D_{mk} \frac{k\pi}{l^*} \cos\left(\frac{k\pi}{l^*} \xi\right) J_m\left(i \frac{k\pi}{l^*} \rho\right) = -\left(\frac{\partial(\Phi_0 + \Phi_1)}{\partial x}\right)_{r_0} \dots \dots \dots (5)$$

sein. Entwickeln wir nun  $\left(\frac{\partial(\Phi_0 + \Phi_1)}{\partial x}\right)_{r_0}$  (s. Abb. 7) in eine Fourierreihe nach  $\varphi$

$$\Phi_2 = -\frac{\Gamma}{4\pi} \sum_m \cos m\varphi \sum_k \frac{J_m\left(i \frac{k\pi}{l^*} \rho\right) \sin\left(\frac{k\pi}{l^*} \xi\right)}{\frac{k\pi}{l^*} J_m\left(i \frac{k\pi}{l^*} \rho\right)} \frac{1}{l^*} \int_{-l^*}^{+l^*} l_m(\alpha) \cos\left(\frac{k\pi}{l^*} \alpha\right) d\alpha \dots \dots \dots (8)$$

Wenn wir jetzt die Periode  $l^*$  wachsen lassen, so daß in der Grenze  $\frac{k\pi}{l^*} = q; \frac{\pi}{l^*} = dq$  ist, dann wird das Potential

$$\Phi_2 = -\frac{\Gamma}{4\pi} \sum_m \cos m\varphi \int_0^\infty \frac{\sin q\xi J_m(iq\rho)}{q J_m(iq)} dq \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} l_m(\alpha) \cos q\alpha d\alpha \dots \dots \dots (9)$$

In der Flügelebene (d. h. mit sehr großer Näherung in der  $x$ - $y$ -Ebene, für die  $\varphi = 90^\circ$  bzw.  $270^\circ$  ist) ergibt sich demnach für die von  $\Phi_2$  herrührende Abwärtsgeschwindigkeit

$$\frac{\partial \Phi_2}{r \partial \varphi} = \frac{\Gamma}{4\pi r} \sum_m m \sin m\varphi \int_0^\infty \frac{\sin q\xi J_m(iq\rho)}{q J_m(iq)} dq \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} l_m(\alpha) \cos q\alpha d\alpha \dots \dots \dots (10)$$

und in der Flügelsymmetrielinie, d. h. für  $r = 0$ ,  $\frac{\partial \Phi_2}{r \partial \varphi} = \pm \frac{\Gamma}{4\pi r_0} \int_0^\infty \frac{\sin q\xi \cdot \frac{i}{2} \cdot dq}{J_1(iq)} \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} l_1(\alpha) \cos q\alpha d\alpha, \dots \dots \dots (11)$

also ein verhältnismäßig einfacher Ausdruck.

Das Potential  $\Phi_2$  haben wir so bestimmt, daß die Bedingung

$$\left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial x}\right)_{r_0} = -\left(\frac{\partial(\Phi_0 + \Phi_1)}{\partial x}\right)_{r_0} = -\frac{\Gamma}{4\pi r_0} \frac{\cos \varphi}{\xi^2 + \cos^2 \varphi} \left[ -\sin \varphi \left\{ \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + 1 + \kappa^2 - 2\kappa \sin \varphi}} - \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + 1 + \kappa^2 + 2\kappa \sin \varphi}} \right\} + \kappa \left\{ \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + 1 + \kappa^2 - 2\kappa \sin \varphi}} + \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + 1 + \kappa^2 + 2\kappa \sin \varphi}} \right\} - 2 - \sin \varphi \left\{ \frac{\kappa}{\sqrt{\xi^2 \kappa^2 + 1 + \kappa^2 - 2\kappa \sin \varphi}} - \frac{\kappa}{\sqrt{\xi^2 \kappa^2 + 1 + \kappa^2 + 2\kappa \sin \varphi}} \right\} + \left\{ \frac{1}{\sqrt{\xi^2 \kappa^2 + 1 + \kappa^2 - 2\kappa \sin \varphi}} + \frac{1}{\sqrt{\xi^2 \kappa^2 + 1 + \kappa^2 + 2\kappa \sin \varphi}} \right\} \right] \dots \dots \dots (12)$$

erfüllt ist. Wir müssen noch zeigen, daß gleichzeitig der Bedingung  $\left(\frac{\partial \Phi_2}{r \partial \varphi}\right)_{r_0} = -\left(\frac{\partial(\Phi_0 + \Phi_1)}{r \partial \varphi}\right)_{r_0} \dots \dots \dots (13)$  genügt wird.

Auf dem Zylindermantel ist die Tangentialgeschwindigkeit  $\left(\frac{\partial \Phi_2}{r \partial \varphi}\right)_{r_0} = \frac{\Gamma}{4\pi r_0} \sum_m m \sin m\varphi \int_0^\infty \frac{\sin q\xi}{q} dq \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} l_m(\alpha) \cos q\alpha d\alpha \dots \dots \dots (14)$

<sup>3)</sup>  $\frac{\partial(\Phi_0 + \Phi_1)}{\partial x}$  ist eine gerade Funktion in  $\xi$  (s. S. 251).

Dieser Ausdruck muß also entgegengesetzt gleich der Ableitung  $\left(\frac{\partial(\Phi_0 + \Phi_1)}{r \partial \varphi}\right)_{r_0}$  werden. Für die Ableitung  $\left(\frac{\partial(\Phi_0 + \Phi_1)}{\partial x}\right)_{r_0}$  hatten wir die Entwicklung

$$\left(\frac{\partial(\Phi_0 + \Phi_1)}{\partial x}\right)_{r_0} = \frac{\Gamma}{4\pi r_0} \sum_m l_m(\xi, 1) \cos m\varphi \quad [\text{s. Gl. (6)}]$$

angesetzt<sup>4)</sup>. Aus diesem Ansatz folgt, daß das Potential  $(\Phi_0 + \Phi_1)$  die Form

$$\Phi_0 + \Phi_1 = \frac{\Gamma}{4\pi} \sum_m \tau_m(\xi, \varrho) \cos m\varphi \quad \dots \quad (15)$$

haben muß, wobei

$$l_m(\xi, \varrho) = \frac{\partial \tau_m(\xi, \varrho)}{\partial \xi} \quad \dots \quad (16)$$

ist. Für die Tangentialgeschwindigkeit  $\left(\frac{\partial(\Phi_0 + \Phi_1)}{r \partial \varphi}\right)_{r_0}$  erhalten wir dann durch Differentiation von (15) die Darstellung

$$\left(\frac{\partial(\Phi_0 + \Phi_1)}{r \partial \varphi}\right)_{r_0} = -\frac{\Gamma}{4\pi r_0} \sum_m m \tau_m(\xi, 1) \sin m\varphi \quad (17)$$

Die Bedingung (13) verlangt nun, daß die Ableitungen (14) und (17) einander entgegengesetzt gleich sind. Da beide sin-Reihen in  $\varphi$  sind, müssen daher die Koeffizienten der einzelnen Harmonischen bis auf das Vorzeichen einander gleich sein, d. h. es muß

$$\begin{aligned} -\left(\frac{\partial \Phi_1}{r \partial \varphi}\right)_{\varphi=90^\circ} &= \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial z}\right)_{z=0} = \frac{\Gamma}{4\pi r_0} \left\{ \frac{1}{\xi} \left[ 2 - \frac{e + \frac{1}{\kappa}}{\sqrt{\xi^2 + \left(e + \frac{1}{\kappa}\right)^2}} + \frac{e - \frac{1}{\kappa}}{\sqrt{\xi^2 + \left(e - \frac{1}{\kappa}\right)^2}} \right] \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{e - \frac{1}{\kappa}} \left( 1 - \frac{\xi}{\sqrt{\xi^2 + \left(e - \frac{1}{\kappa}\right)^2}} \right) + \frac{1}{e + \frac{1}{\kappa}} \left( 1 - \frac{\xi}{\sqrt{\xi^2 + \left(e + \frac{1}{\kappa}\right)^2}} \right) \right\} \dots \quad (20) \end{aligned}$$

In der Kanalachse ( $\varrho = 0$ ) haben wir endlich [s. Gl. (11)]

$$\frac{\partial(\Phi_1 + \Phi_2)}{\partial z} = w_k = \frac{\Gamma}{4\pi r_0} \left\{ 2 \left[ 1 - \frac{1}{\sqrt{\xi^2 \kappa^2 + 1}} \right] + 2\kappa \left[ 1 - \frac{\xi \kappa}{\sqrt{\xi^2 \kappa^2 + 1}} \right] \right\} - \frac{\Gamma}{4\pi r_0} \int_0^\infty \frac{\sin(q\xi)}{J_1(iq)} \frac{i}{2} d q \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} l_1(\alpha) \cos q\alpha d\alpha \quad \dots \quad (21)$$

Der erste Term vereinfacht sich für kleine  $\xi$  zu

$$\left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial z}\right)_{z=0} = \frac{\Gamma}{4\pi r_0} (2\kappa - \kappa^2 \xi).$$

Nach Gleichung (21) sind die in der Strahlachse erzeugten Abwärtsgeschwindigkeiten für verschiedenes Verhältnis Flügelspannweite zu Strahldurchmesser ermittelt. (Näheres siehe Abschnitt IV.)

$$\Phi_2^* = -\frac{\Gamma}{4\pi} \sum_m \cos m\varphi \int_0^\infty \frac{J_m(iq\varrho) \sin q\xi d q}{i q J'_m(iq)} \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} g_m(\alpha, 1) \sin q\alpha d\alpha, \quad \dots \quad (22)$$

dabei bedeutet  $J'_m$  die Ableitung der Besselschen Funktion 1. Art und  $m$ -ter Ordnung.

<sup>4)</sup> Früher der Einfachheit halber  $l_m(\xi, 1) = l_m(\xi)$  geschrieben.  
<sup>5)</sup> Man kann zeigen, daß die Aufgabe, ein Potential zu bestimmen, das bestimmte tangentielle Ableitungen auf der Randfläche hat, zurückzuführen ist auf die Aufgabe, ein Potential zu ermitteln, dessen

$$\int_0^\infty \frac{\sin q\xi}{q} d q \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} l_m(\alpha, 1) \cos q\alpha d\alpha = +\tau_m(\xi, 1) \quad (18)$$

sein. Wenn wir auf der linken Seite partiell nach  $\alpha$  integrieren, erhalten wir bei Berücksichtigung der Gleichung (16)

$$+ \int_0^\infty \sin q\xi d q \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tau_m(\alpha, 1) \sin q\alpha d\alpha = \tau_m(\xi, 1) \quad (19)$$

und sehen sofort, daß die linke Seite die Fourierdarstellung der Funktion  $\tau_m(\xi, 1)$  ist; das gefundene Potential  $\Phi_2$  genügt also allen Bedingungen<sup>5)</sup>.

Wir wollen das Ergebnis der vorstehenden Überlegungen noch einmal kurz angeben: Ein Tragflügel in einem Freistrahle steht gegenüber einem Flügel im unendlich ausgedehnten Luftstrom in einem Störungsfeld, dessen Potential  $\Phi_1 + \Phi_2$  ist. Durch die endliche Strahlbegrenzung werden demnach die zusätzlichen Abwärtsgeschwindigkeiten

$$w_k = \frac{\partial(\Phi_1 + \Phi_2)}{\partial z}$$

erzeugt. Für die Flügelebene (d. h. in großer Näherung in der  $x$ - $y$ -Ebene) ist

$$\frac{\partial(\Phi_1 + \Phi_2)}{\partial z} = \mp \frac{\partial(\Phi_1 + \Phi_2)}{r \partial \varphi} \quad (\varphi = 90^\circ \text{ bzw. } 270^\circ).$$

Die Ableitung  $\frac{\partial \Phi_2}{r \partial \varphi}$  ist durch Gleichung (10) gegeben und

$\frac{\partial \Phi_1}{r \partial \varphi}$  durch

### III. Ermittlung der zusätzlichen Abwärtsgeschwindigkeiten für den geschlossenen Kanal.

Für den geschlossenen Kanal verfährt man in ähnlicher Weise. Zunächst spiegelt man den Hufeisenwirbel, nur muß man bei der Spiegelung gleichzeitig das Vorzeichen der Zirkulation ändern (Abb. 2 zeigt einen Schnitt durch den Kanal in großer Entfernung vom Flügel). Dann bestimmt man das Zusatzpotential  $\Phi_2^*$ , in analoger Weise wie beim offenen Kanal. Es ergibt sich

Werte auf der Randfläche gegeben sind, d. h. auf ein Randwertproblem 1. Art. Deshalb sind die beiden Bedingungen

$$\left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial x}\right)_{r_0} = -\left(\frac{\partial(\Phi_0 + \Phi_1)}{\partial x}\right)_{r_0} \quad \text{und} \quad \left(\frac{\partial \Phi_2}{r \partial \varphi}\right)_{r_0} = -\left(\frac{\partial(\Phi_0 + \Phi_1)}{r \partial \varphi}\right)_{r_0}$$

einer einzigen gleichwertig.

Die Funktionen  $g_m$  sind dadurch bestimmt, daß

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial r}\right)_{r_0} &= -\left(\frac{\partial (\Phi_0 + \Phi_1)}{\partial r}\right)_{r_0} \\ &= -\frac{\Gamma}{4\pi r_0} \left\{ \kappa \cos \varphi \left[ \frac{1}{1 + \kappa^2 - 2\kappa \sin \varphi} \left( \frac{\xi \kappa}{\sqrt{\xi^2 \kappa^2 + 1 + \kappa^2 - 2\kappa \sin \varphi}} - \frac{\xi}{\sqrt{\xi^2 + 1 + \kappa^2 - 2\kappa \sin \varphi}} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{1 + \kappa^2 + 2\kappa \sin \varphi} \left( \frac{\xi \kappa}{\sqrt{\xi^2 \kappa^2 + 1 + \kappa^2 + 2\kappa \sin \varphi}} - \frac{\xi}{\sqrt{\xi^2 + 1 + \kappa^2 + 2\kappa \sin \varphi}} \right) \right] \right. \\ &\quad \left. - \frac{\xi \cos \varphi}{\xi^2 + \cos^2 \varphi} \left[ 2 + \sin \varphi \left( \frac{\kappa}{\sqrt{\xi^2 \kappa^2 + 1 + \kappa^2 - 2\kappa \sin \varphi}} - \frac{\kappa}{\sqrt{\xi^2 \kappa^2 + 1 + \kappa^2 + 2\kappa \sin \varphi}} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \left( \frac{1}{\sqrt{\xi^2 \kappa^2 + 1 + \kappa^2 - 2\kappa \sin \varphi}} + \frac{1}{\sqrt{\xi^2 \kappa^2 + 1 + \kappa^2 + 2\kappa \sin \varphi}} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \sin \varphi \left( \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + 1 + \kappa^2 + 2\kappa \sin \varphi}} - \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + 1 + \kappa^2 - 2\kappa \sin \varphi}} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \kappa \left( \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + 1 + \kappa^2 + 2\kappa \sin \varphi}} + \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + 1 + \kappa^2 - 2\kappa \sin \varphi}} \right) \right] \right\} \\ &= -\frac{\Gamma}{4\pi r_0} \sum_m g_m(\xi, 1) \cos m \varphi \dots \dots \dots (23) \end{aligned}$$

gesetzt ist.

Die durch die Kanalbegrenzung hervorgerufene zusätzliche Abwärtsgeschwindigkeit ist in der Ebene  $z = 0$ :

$$\begin{aligned} w_k^* &= -\frac{\Gamma}{4\pi r_0} \left\{ \frac{1}{\xi} \left[ 2 - \frac{e + \frac{1}{\kappa}}{\sqrt{\xi^2 + \left(e + \frac{1}{\kappa}\right)^2}} + \frac{e - \frac{1}{\kappa}}{\sqrt{\xi^2 + \left(e - \frac{1}{\kappa}\right)^2}} \right] \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{e - \frac{1}{\kappa}} \left( 1 - \frac{\xi}{\sqrt{\xi^2 + \left(e - \frac{1}{\kappa}\right)^2}} \right) + \frac{1}{e + \frac{1}{\kappa}} \left( 1 - \frac{\xi}{\sqrt{\xi^2 + \left(e + \frac{1}{\kappa}\right)^2}} \right) \right\} \\ &\quad - \frac{\Gamma}{4\pi r} \sum_m m \sin m \varphi \int_0^\infty \frac{J_m(i q \varrho) \sin q \xi d q}{i q J_m(i q)} \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} g_m(\alpha, 1) \sin q \alpha d \alpha \dots \dots \dots (24) \end{aligned}$$

und für die Symmetrielinie  $y = 0$ :

$$\begin{aligned} w_k^* &= -\frac{\Gamma}{4\pi r_0} \left\{ \frac{2}{\xi} \left[ 1 - \frac{1}{\sqrt{\xi^2 \kappa^2 + 1}} \right] + 2\kappa \left[ 1 - \frac{\xi \kappa}{\sqrt{\xi^2 \kappa^2 + 1}} \right] \right\} \\ &\quad - \frac{\Gamma}{4\pi r_0} \int_0^\infty \frac{1}{2} \frac{\sin q \xi d q}{J_1'(i q)} \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} g_m(\alpha, 1) \sin q \alpha d \alpha \dots (25) \end{aligned}$$

Nach Gleichung (25) sind die Abwärtsgeschwindigkeiten für verschiedenes Verhältnis Spannweite zu Kanaldurchmesser errechnet (s. Abschnitt IV).

**IV. Numerische Ergebnisse.**

Abschnitt II und III geben die theoretischen Grundlagen zur Berechnung der durch die Windstromgrenzen erzeugten Abwärtsgeschwindigkeiten. Nach den dort angegebenen Formeln (21) und (25) wurden die Abwärtsgeschwindigkeiten  $w_k$  und  $w_k^*$  in der Achse des Windkanals errechnet.

Wenn die Anblasegeschwindigkeit  $V$  ist, beträgt die durch die Kanalgrenzen an jedem Punkt erzeugte Änderung der Strömungsrichtung  $w_k/V$ . Die Abwärtsgeschwindigkeit am Ort des Flügels, soweit sie auf den endlichen Kanaldurchmesser zurückzuführen ist, sei mit  $w_{k_0}$  bezeichnet. Dann ist die Anstellwinkelkorrektur des Flügels selbst

$$\alpha_k = \frac{w_{k_0}}{V} = \frac{\Gamma}{4\pi r_0 V} \cdot 2\kappa$$

( $\Gamma =$  Zirkulation;  $\kappa = \frac{2b}{2r_0} = \frac{\text{Spannweite}}{\text{Kanaldurchmesser}}$ )

oder nach Einführung der Auftriebsziffer  $c_a$

$$\alpha_k = \frac{w_{k_0}}{V} = \frac{1}{8} \frac{F}{F_0} c_a \dots \dots \dots (26)$$

( $F =$  Flügelfläche,  $F_0 =$  Strahlquerschnitt).

Im Abstände  $l$  hinter dem Flügel ist der Einfluß der Kanalgrenzen auf den Abwind größer als am Flügel selbst. Ein dort befindliches Höhenleitwerk hat daher bei bestimmtem Anstellwinkel einen anderen Einfluß auf das Längsmoment als im freien Flug. Im Freistrahle wird der wirksame Anstellwinkel um den Betrag

$$\beta_k = \frac{w_k - w_{k_0}}{V} \dots \dots \dots (27)$$

verkleinert, im geschlossenen Kanal um

$$\beta_k = \frac{w_k^* - w_{k_0}^*}{V} \dots \dots \dots (28)$$

vergrößert. Der Flügel im geschlossenen Kanal steht in einem zusätzlichen Aufwind, dessen Größe  $w_{k_0}^* = -w_{k_0}$  ist, also absolut genommen gleich dem Abwind am Ort des Flügels im Freistrahle.

Abb. 8 zeigt das Verhältnis  $\tau = \beta_k/\alpha_k$  für den Freistrahle, Abb. 9 gibt  $\tau^* = \beta_k^*/\alpha_k^*$  für den geschlossenen Kanal, beide abhängig von dem Verhältnis Leitwerksabstand zu Kanaldurchmesser<sup>6)</sup>. Die Rechnung hat ergeben, daß die Quotienten  $\tau$  und  $\tau^*$  praktisch unabhängig sind von dem Verhältnis Spannweite zu Kanaldurchmesser. Da beliebige Auftriebsverteilungen durch Überlagerung von rechteckigen Verteilungen mit verschiedener Spannweite aufgebaut werden können, so sind die Ergebnisse auch unabhängig von der Auftriebsverteilung. Für den Freistrahle ergeben sich

<sup>6)</sup> Im Gegensatz zu dem Ergebnis von Burgers [5] geht  $\tau^*$  für den geschlossenen Kanal von oben an die Asymptote heran. W. L. Cowley and G. A. Mc. Millan haben kürzlich die Glauertsche Rechnung für den rechteckigen Kanal (S. 250) verbessert [6] und dabei auch festgestellt, daß  $\tau^*$  von oben an die Asymptote herangeht (für Verhältnisse Spannweite zu Kanalbreite  $\leq 0.55$ ). Die dort gezeichnete Kurve  $\tau$  wurde auch für einen quadratischen Tunnel einen ähnlichen Verlauf haben, nur würde das Maximum bei  $\kappa b = 1$  ( $b =$  Breite des Kanals) liegen.

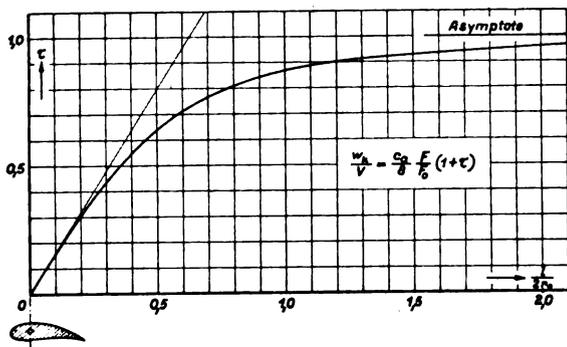


Abb. 8. Zur Berechnung des zusätzlichen Abwindes längs der Strahlachse im Freistrah.

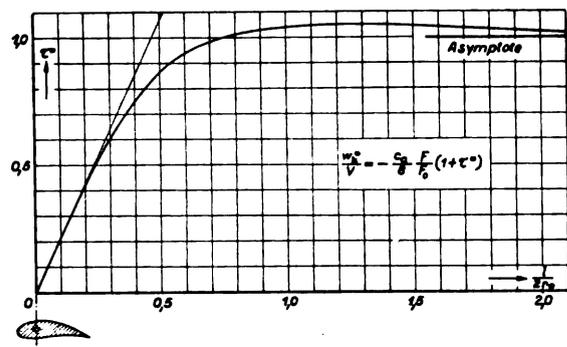


Abb. 9. Zur Berechnung des zusätzlichen Abwindes längs der Strahlachse im geschlossenen Kanal.

Zu Abb. 8 und 9:  $\frac{l}{2 r_0}$  = Abstand von der Drucklinie des Flügels.

höhere Werte als die durch die Seiferthsche Näherung gewonnenen.

Interessiert man sich für die Abwindkorrektur selber und nicht für die Winkeländerung, so kann man den durch die Kanalgrenzen erzeugten Abwind aus den Kurven (Abb. 8 und 9) leicht ermitteln:

$$\left. \begin{aligned} w_k &= \frac{1}{8} \frac{F}{F_0} c_a (1 + \tau) \cdot V, \\ w_k^* &= -\frac{1}{8} \frac{F}{F_0} c_a (1 + \tau^*) \cdot V \end{aligned} \right\} \dots \dots (29)$$

Zu bemerken ist noch, daß man aus den vorliegenden theoretischen Untersuchungen den Abwind an jeder Stelle im Kanal berechnen kann. So wurde z. B. für das Verhältnis Spannweite zu Freistrahldurchmesser = 0,45 der Abwind längs einer in der x-y-Ebene (s. Abb. 5) liegenden Parallele zur Kanalachse bestimmt, die durch das Flügelende geht. Die Abweichungen gegenüber dem Wert in der Kanalachse sind unbedeutend.

Der durch die Strahlbegrenzung erzeugte zusätzliche Abwind bewirkt eine Krümmung der Strömung. Wir wollen nun noch untersuchen, ob diese Strahlkrümmung ausreicht, um das experimentelle Ergebnis zu erklären, daß die notwendige Anstellwinkelkorrektur eines Flügels einen größeren Faktor hat als die Widerstandskorrektur.

Da man im Bereich der Flügeltiefe die Kurven  $\tau$  und  $\tau^*$  [s. Gl. (29) und Abb. 8 und 9] durch ihre Tangenten im Nullpunkt  $f'(0)$  bzw.  $f^{*'}(0)$  ersetzen kann, ist die zusätzliche Geschwindigkeit durch den Ausdruck

$$w_k = w_{k_0} \left[ 1 + f'(0) \frac{l}{2 r_0} \right] \dots \dots (30)$$

gegeben. Demnach beträgt die Krümmung der Stromlinien am Ort des Flügels

$$\frac{1}{R} = \frac{f'(0)}{2 r_0} \frac{w_{k_0}}{V}, \dots \dots (31)$$

wobei für den Freistrah  $f'(0) = 1,58$  und für den geschlossenen Kanal  $f^{*'}(0) = 2,1$  ist.

Die Anstellwinkelkorrektur eines Flügels im begrenzten Windstrom pflegt man in der Form

$$\alpha_k = \frac{\delta}{8} \cdot \frac{F}{F_0} \cdot c_a$$

zu schreiben. Für Kanäle mit Kreisquerschnitt ist  $\delta = \pm 1$ . Dieser Faktor ist berechnet unter der Annahme, daß der Flügel durch eine tragende Linie ersetzt ist. Da der Flügel aber eine endliche Tiefe hat, beeinflußt die Strahlkrümmung seine Wölbungseigenschaften. Im Freistrah wird die Wölbung verringert, d. h. der wirksame Anstellwinkel verkleinert, im geschlossenen Kanal vergrößert, also auch der wirksame Anstellwinkel vergrößert. Seiferth hat den Einfluß einer Strahlkrümmung auf ein Kreisbogenprofil ermittelt [1]. Bezeichnet  $t$  die Profiltiefe, dann ändert sich der Anstell-

winkel eines Flügelschnittes durch die Krümmung der Stromlinien um den Betrag

$$\Delta \alpha = \frac{t}{4 R} \dots \dots (32)$$

Wenn wir für den Krümmungsradius  $R$  den in Gleichung (31) gefundenen Wert einsetzen, ergibt sich für die zusätzliche Anstellwinkelkorrektur

$$\Delta \alpha = \frac{t}{2 r_0} \frac{f'(0)}{4} \frac{w_{k_0}}{V} = \frac{t}{2 r_0} \frac{f'(0)}{4} \alpha_k \dots (33)$$

Die Gesamtkorrektur des Anstellwinkels eines Profils ist dann für den Freistrah

$$\begin{aligned} \alpha_k + \Delta \alpha &= \alpha_k \left[ 1 + \left( \frac{t}{2 b} \right) \left( \frac{2 b}{2 r_0} \right) \frac{f'(0)}{4} \right] \\ &= \frac{1}{8} \frac{F}{F_0} c_a \left[ 1 + \left( \frac{t}{2 b} \right) \left( \frac{2 b}{2 r_0} \right) \frac{f'(0)}{4} \right], \dots (34) \end{aligned}$$

d. h. der Faktor  $|\delta|$  wird um

$$100 \cdot \left( \frac{t}{2 b} \right) \cdot \left( \frac{2 b}{2 r_0} \right) \cdot \frac{f'(0)}{4} \% \dots \dots (35)$$

größer. Vergleichen wir dieses Ergebnis mit den Versuchen von Knight und Harris [7], so kann man feststellen, daß für das Verhältnis Spannweite zu Kanaldurchmesser 0,45 und 0,6 eine leidlich gute Übereinstimmung vorhanden ist, für größere Werte  $\kappa = \frac{2 b}{2 r_0}$  ergeben sich zu kleine Werte.

Man muß aber berücksichtigen, daß wir den Abwind nur in der Kanalachse errechnet haben, also die Änderung längs der Spannweite nicht einget. Diese erhöht bei großen Spannweiten z. B.  $\kappa = \frac{2 b}{2 r_0} = 0,8$  den Faktor  $\delta$  schon ohne Berücksichtigung der Strahlkrümmung um 9%. Andererseits sind die Versuchsergebnisse durch Extrapolation auf unendlich großes Verhältnis Strahlquerschnitt zu Flügelfläche gewonnen und daher nicht sehr genau.

**C. Windströme mit elliptischen Querschnitten.**

**I. Problemstellung und Bezeichnungen.**

Der Freistrah mit elliptischem Querschnitt wird der leichteren Unterbringung großer Modelle wegen in neuerer Zeit dem kreisrunden Strahl vorgezogen. Die durch die Strahlgrenzen erzeugten zusätzlichen Abwärtsgeschwindigkeiten am Ort des Flügels sind für rechteckige Auftriebsverteilung von Sanuki und Tani, für elliptische Verteilung von Rosenhead berechnet [3; 4]. Wir wollen ähnlich wie für den Kreisstrahl die Abwärtsgeschwindigkeit hinter dem Tragflügel berechnen.

Der Tragflügel wird wieder zunächst durch einen Hufeisenwirbel ersetzt, da man Tragflügel mit abweichender Auftriebsverteilung aus Hufeisenwirbeln aufbauen kann.

Die Bezeichnung der Koordinatenachsen und der kennzeichnenden Größen des Hufeisenwirbels sind die gleichen wie im Abschnitt B. Der elliptische Strahlquerschnitt hat die große Achse  $2a$  und die kleine Achse  $2b_1$  (s. Abb. 10). Die Exzentrizität ist mit  $c$  bezeichnet ( $c = \sqrt{a^2 - b_1^2}$ ).

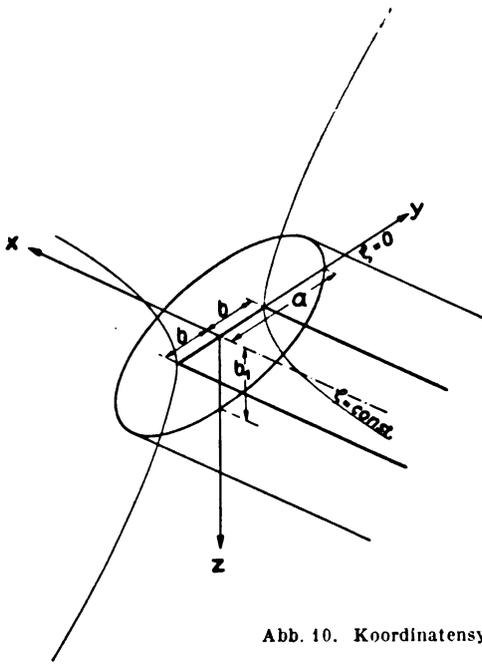


Abb. 10. Koordinatensystem.

Auf dem Mantel des elliptischen Zylinders erzeugt der Hufeisenwirbel bei unendlich ausgedehnter Strömung die Tangentialgeschwindigkeiten  $u_0$  in Richtung der  $x$ -Achse und  $v_t$  senkrecht zu  $u_0$  und die Normalgeschwindigkeit  $v_n$ .

Für den Freistrahlmuß der Druck auf den Strahlengrenzen konstant sein, d. h. die Geschwindigkeiten  $u_0$  und  $v_t$  müssen zum Verschwinden gebracht werden. Wir müssen also ein Geschwindigkeitsfeld überlagern, das im Innern des elliptischen Zylinders regulär ist und auf dem Mantel die Geschwindigkeiten  $-u_0$  und  $-v_t$  hat.

Für den geschlossenen Kanal muß die Normalgeschwindigkeit  $v_n$  verschwinden. Das zusätzliche Geschwindigkeitsfeld muß also die Geschwindigkeit  $-v_n$  auf dem Mantel des elliptischen Zylinders haben.

**II. Zusätzlicher Abwind im Freistrahlm.**

**1. Theoretische Überlegungen.**

Wir wollen in ähnlicher Weise vorgehen, wie bei der Behandlung des Freistrahles mit Kreisquerschnitt. Dort spiegelten wir zunächst den Hufeisenwirbel an der zylindrischen Begrenzung und erreichten dadurch, daß die Randbedingung für unendlich großes negatives  $x$  erfüllt wurde. Beim elliptischen Strahl müssen wir nun auch im Außenraum Wirbelfäden so anbringen, daß die Randbedingung im Unendlichen erfüllt wird. Da im Unendlichen die durch den Hufeisenwirbel erzeugte Strömungsgeschwindigkeit  $u_0$  gegen Null abklingt, die andere Komponente  $v_t$  der Tangentialgeschwindigkeit aber endliche Werte annimmt, müssen die Wirbelfäden im Außenraum so bestimmt werden, daß sie im Unendlichen diese Tangentialgeschwindigkeit  $v_t$  vernichten.

Betrachten wir einen Schnitt durch den Strahl unendlich weit hinter dem Flügel (Abb. 11), dann haben wir eine Ellipse mit zwei einzelnen Wirbeln vor uns. Wir müssen nun Wirbel im Außenraum der Ellipse so anordnen, daß die durch diese und durch das im Innern der Ellipse liegende Wirbelpaar auf dem Ellipsenrand erzeugte Geschwindigkeit stets normal zur Begrenzung steht. Um die Lage dieser Wirbel zu ermitteln, bilden wir die Ellipse auf ein Rechteck ab. In Abb. 12 bezeichnen  $B$  und  $B'$  die Brennpunkte der Ellipse. Im Punkte  $P_1$  liege ein Wirbel. Durch die Funktion

$$y + iz = c \operatorname{Co}(\eta + i \zeta) \dots \dots \dots (36)$$

wird nun die Ellipse auf ein Rechteck abgebildet (in Abb. 13 schraffiert). Der Abschnitt  $BC = a$  geht in den auf der  $\eta$ -Achse liegenden Abschnitt  $B^*C^* = \eta_0$  über. Die obere

Hälfte der Ellipse wird auf das oberhalb der  $\eta$ -Achse liegende Rechteck  $B^*C^*C'^*B'^*$  abgebildet, die untere Hälfte auf das unterhalb der  $\eta$ -Achse liegende Rechteck  $B^*C^*C''^*B''^*$ . Dem Ellipsenrand entspricht die Rechteckseite  $C'^*D^*C''^*D'^*C''^*$ . Damit nun auf der Begrenzung  $C'^*D^*C''^*D'^*C''^*$  nur Geschwindigkeiten senkrecht zu dieser auftreten und andererseits die Strömung in der  $y$ - $z$ -Ebene durch  $C'B'A'B$  ohne Störung hindurchgeht, muß man, wie in Abb. 13 angegeben, spiegeln. Die komplexe Koordinate des Punktes  $P_1^*$  sei  $\mu_1$ . Die gespiegelten Wirbel liegen<sup>7)</sup> in

$$\left. \begin{aligned} 1) & \quad \mu_1 + i 2 n \pi + 4 m \eta_0 \\ 2) & \quad (2 \eta_0 - \bar{\mu}_1) + i 2 n \pi + 4 m \eta_0 \\ 3) & \quad -\mu_1 + i 2 n \pi + 4 m \eta_0 \\ 4) & \quad (2 \eta_0 + \bar{\mu}_1) + i 2 n \pi + 4 m \eta_0 \end{aligned} \right\} \dots \dots (37)$$

Nehmen wir an, daß  $P_1^* = \mu_1$  die Lage des einen abgehenden Teiles des Hufeisenwirbels kennzeichnet, dann liegt der zweite Wirbel im Punkte  $P_2^*$ , dessen Koordinate  $\mu_2 = i \pi + \bar{\mu}_1$  ist. Die Lage der zugehörigen gespiegelten Wirbel ist mit Hilfe der Gleichungen (37) zu finden, indem man  $\mu_1$  ersetzt durch  $i \pi + \bar{\mu}_1$  und  $\bar{\mu}_1$  ersetzt durch  $-i \pi + \mu_1$ .

Im folgenden wollen wir nur den Fall betrachten, daß der Tragflügel in der  $x$ - $y$ -Ebene liegt; dann ist die  $z$ -Koordinate der abgehenden Wirbel Null. Ist nun die Spannweite  $2b$  größer oder gleich dem Brennpunktsabstand, dann liegen in der  $\eta$ - $\zeta$ -Ebene alle Wirbel auf den Geraden  $\zeta = n \pi$ , ist dagegen die Spannweite  $2b$  kleiner als der Brennpunktsabstand, dann liegen alle Wirbel auf den Geraden  $\eta = 2 m \eta_0$ ; dabei durchlaufen  $n$  und  $m$  alle ganzen Zahlen von  $-\infty$  bis  $+\infty$ . Wir müssen nun noch die Lage dieser Wirbel in der  $y$ - $z$ -Ebene bestimmen. Da [vgl. Gl. (36)]  $y = c \operatorname{Co} \eta \cdot \cos \zeta$  und  $z = c \operatorname{Si} \eta \cdot \sin \zeta$  ist, liegen für  $2b \geq 2c$  alle Wirbel auf der  $y$ -Achse, weil  $\zeta = n \pi$  ist, und für  $2b < 2c$  liegen alle Wirbel auf Linien, denen  $\zeta = \text{const} = n \pi$  entspricht,

<sup>7)</sup> Die zu  $\mu_1$  konjugiert komplexe Zahl heißt  $\bar{\mu}_1$ .

Abb. 11. Querschnitt durch den Kanal unendlich weit hinter dem Flügel. Die abgehenden Wirbel sind eingezeichnet.

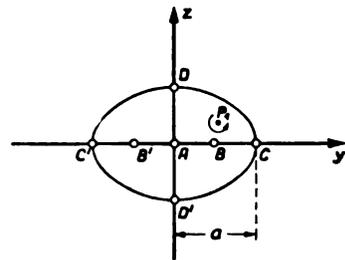
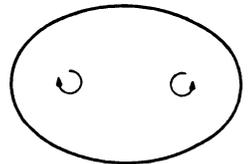


Abb. 12.

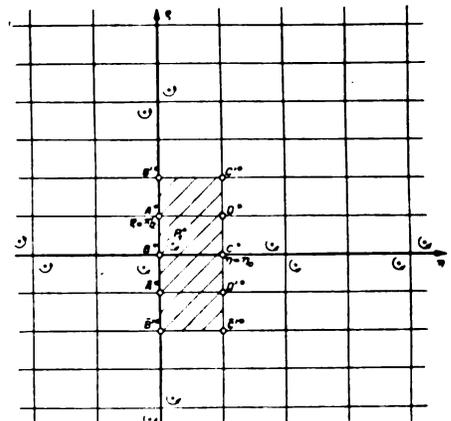


Abb. 12 und 13. Zur Abbildung der Ellipse auf ein Rechteck; Spiegelung für den Freistrahlm.

d. h. auf konfokalen Hyperbeln. Wenn  $2b$  gegen Null geht, liegen alle Wirbel auf der  $z$ -Achse. Damit haben wir die Lage der Wirbelfäden im Außenraum bestimmt, die notwendig sind, um die Randbedingung für  $x \rightarrow -\infty$  zu erfüllen.

Jetzt sei  $\Phi_0$  das Potential des Hufeisenwirbels,  $\Phi_1$  das Potential der Wirbelfäden im Außenraum. Abb. 14 zeigt die Anordnung für den Fall, daß die Spannweite größer als der Brennpunkt Abstand oder gleich diesem ist. Die in der Abbildung angegebenen Zahlen gelten für das später gerechnete Beispiel (s. S. 259); sie sollen eine Vorstellung von der Lage der Wirbel im Außenraum geben. In der  $z$ - $y$ -Ebene muß man die Wirbelfäden irgendwie fortführen, da es frei endende Wirbelfäden nicht gibt und sie andererseits nicht parallel der positiven  $x$ -Achse weitergeführt werden können, weil sonst die Erfüllung der Randbedingungen für  $x \rightarrow +\infty$  unmöglich gemacht würde. Für den Fall, daß die Spannweite kleiner als der Brennpunkt Abstand ist, würde die Lage der Wirbelfäden im Außenraum die in Abb. 15 gezeigte sein. In diesem Falle ist es einfacher, die Wirbelfäden nicht fortzuführen, sondern sie zu vereinigen. Eine Vereinigung in der vorliegenden Form war früher nicht möglich, weil der Querteil die Ellipse geschnitten hätte, also nicht im Außenraum gelegen hätte. Im Fall unendlich kleiner Spannweite hat man Doppelwirbel im Außenraum des elliptischen Strahles (Abb. 16)<sup>a)</sup>.

Das Potential  $(\Phi_0 + \Phi_1)$  erfüllt die Randbedingung (s. S. 256) im Unendlichen. Um die im Endlichen noch vorhandenen Geschwindigkeitsreste  $(u_0 + u_1)$  und  $(v_0 + v_1)$  zum Verschwinden zu bringen, müssen wir ein Potential  $\Phi_2$  überlagern. Da  $\Phi_2$  auf dem Mantel des elliptischen Zylinders bestimmten, eben angegebenen Bedingungen genügen muß, führen wir zur leichteren Behandlung elliptische Koordinaten ein:

$$\left. \begin{aligned} x &= \xi \\ y &= c \mathfrak{C} \operatorname{of} \eta \cdot \cos \zeta \\ z &= c \mathfrak{S} \operatorname{in} \eta \cdot \sin \zeta \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (38)$$

In einer Ebene  $x = \text{const.}$  stellen die Kurven  $\eta = \text{const.}$  konfokale Ellipsen und die Kurven  $\zeta = \text{const.}$  konfokale Hyperbeln dar<sup>b)</sup>. Für den Zylindermantel gilt dann  $\eta = \text{const.} = \eta_0$ .

<sup>a)</sup> Für die Zahlen vgl. S. 259.

<sup>b)</sup> Diese Transformation entspricht der schon benutzten konformen Abbildung (s. S. 256).

Die Potentialgleichung, der  $\Phi_2$  genügen muß, lautet in diesen Koordinaten:

$$\frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial \xi^2} + \frac{1}{c^2 (\mathfrak{C} \operatorname{of}^2 \eta - \cos^2 \zeta)} \left( \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial \zeta^2} \right) = 0 \quad (39)$$

Die Randbedingungen verlangen außerdem, daß

$$\left( \frac{\partial \Phi_2}{\partial \xi} \right)_{\eta_0} = - \left( \frac{\partial (\Phi_0 + \Phi_1)}{\partial \xi} \right)_{\eta_0} \dots \dots \dots (40)$$

und

$$\left( \frac{\partial \Phi_2}{\partial \zeta} \right)_{\eta_0} = - \left( \frac{\partial (\Phi_0 + \Phi_1)}{\partial \zeta} \right)_{\eta_0} \dots \dots \dots (41)$$

ist.

Wir wollen zunächst die Funktion  $\Phi_2$  anstatt mit  $\xi \rightarrow \pm \infty$  abklingend periodisch in  $\xi$  ansetzen und dann die Periode  $2l = 2l^* \cdot a$  im Laufe der Rechnung unbegrenzt wachsen lassen. Zur Lösung der Differentialgleichung (39) machen wir einen Produktansatz:

$$\Phi_2 = - \frac{\Gamma}{4\pi} \sum_{\nu} \sum_k C_{\nu, k} \sin \left( \frac{k\pi}{l} \xi \right) M_{\nu, k}(\zeta) \bar{M}_{\nu, k}(\eta) \quad (42)$$

Die Funktion  $M$  hängt nur von  $\zeta$ , die Funktion  $\bar{M}$  nur von  $\eta$  ab. Geht man mit einem Glied dieses Ansatzes in die Differentialgleichung (39)

$$- \frac{k^2 \pi^2}{l^2} \sin \left( \frac{k\pi}{l} \xi \right) M_{\nu, k} \bar{M}_{\nu, k} + \frac{1}{c^2 (\mathfrak{C} \operatorname{of}^2 \eta - \cos^2 \zeta)} \sin \left( \frac{k\pi}{l} \xi \right) \cdot \left( \frac{d^2 M_{\nu, k}(\zeta)}{d\zeta^2} \bar{M}_{\nu, k}(\eta) + \frac{d^2 \bar{M}_{\nu, k}(\eta)}{d\eta^2} M_{\nu, k}(\zeta) \right) = 0$$

ein, so sieht man, welcher Gleichung die Funktionen  $M$  und  $\bar{M}$  genügen müssen:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 M_{\nu, k}(\zeta)}{d\zeta^2} \bar{M}_{\nu, k}(\eta) + \frac{d^2 \bar{M}_{\nu, k}(\eta)}{d\eta^2} M_{\nu, k}(\zeta) &= \frac{k^2 \pi^2}{l^2} c^2 (\mathfrak{C} \operatorname{of}^2 \eta - \cos^2 \zeta) M_{\nu, k}(\zeta) \bar{M}_{\nu, k}(\eta) \\ &= \frac{k^2 \pi^2}{l^2} \frac{c^2}{2} (\mathfrak{C} \operatorname{of} 2\eta - \cos 2\zeta) M_{\nu, k}(\zeta) \bar{M}_{\nu, k}(\eta). \end{aligned}$$

Daraus ergibt sich durch Umordnung und Division durch  $M \cdot \bar{M}$ :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 M_{\nu, k}(\zeta)}{d\zeta^2} \frac{1}{M_{\nu, k}(\zeta)} + \frac{k^2 \pi^2 c^2}{l^2} \frac{\cos 2\zeta}{2} &= - \frac{d^2 \bar{M}_{\nu, k}(\eta)}{d\eta^2} \frac{1}{\bar{M}_{\nu, k}(\eta)} + \frac{k^2 \pi^2 c^2}{l^2} \frac{\mathfrak{C} \operatorname{of} 2\eta}{2} \end{aligned}$$

Abb. 14 (rechts). Spiegelung des Hufeisenwirbels an der Begrenzung des elliptischen Strahles, wenn die Spannweite größer oder gleich dem Brennpunkt Abstand ist.

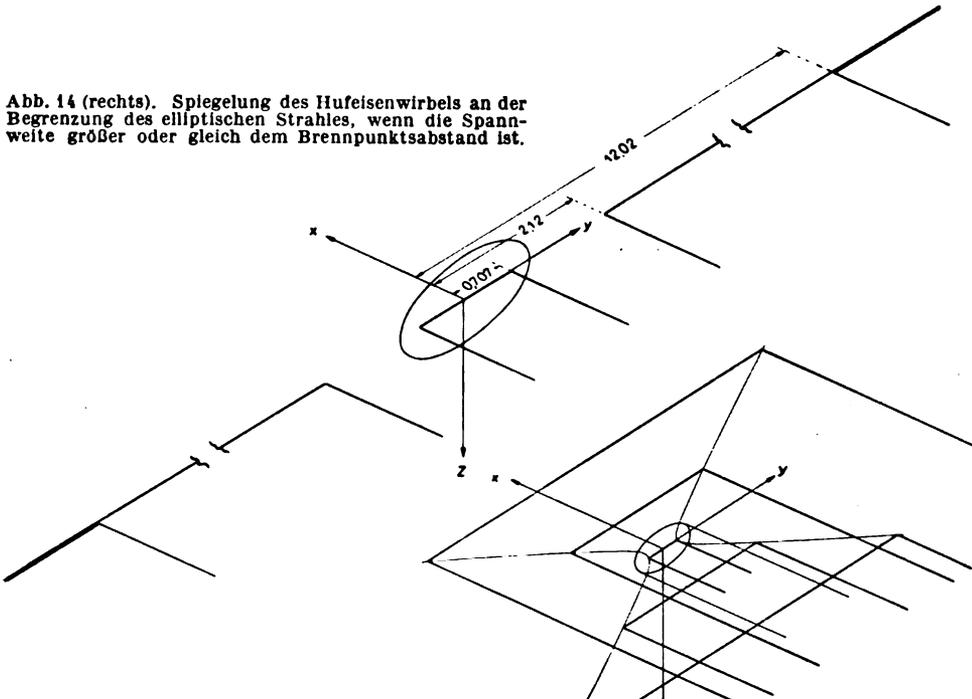
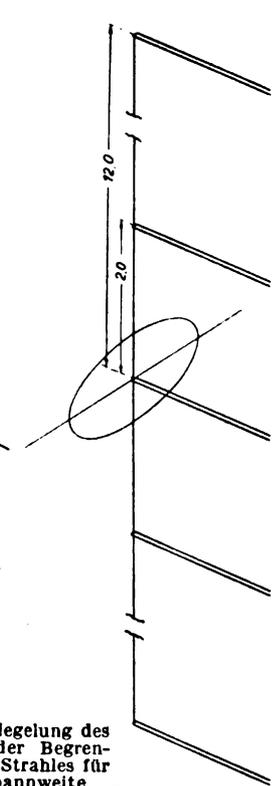


Abb. 15. Spiegelung des Hufeisenwirbels an der Begrenzung des elliptischen Strahles, wenn die Spannweite kleiner als der Brennpunkt Abstand ist.

Abb. 16 (rechts). Spiegelung des Hufeisenwirbels an der Begrenzung des elliptischen Strahles für unendlich kleine Spannweite.





Da die eine Seite nur von der Variablen  $\zeta$ , die andere nur von  $\eta$  abhängt, bedeutet die Gleichheit beider Seiten, daß sie konstant sein müssen. Wir setzen für diese Konstante  $-\nu$ . Daraus folgt das Bestehen der Gleichungen:

$$\frac{d^2 M_{\nu, k}(\zeta)}{d\zeta^2} + \left( \frac{k^2 \pi^2}{l^2} \frac{c^2}{2} \cos 2\zeta + \nu \right) M_{\nu, k}(\zeta) = 0 \quad (43)$$

und

$$\frac{d^2 \bar{M}_{\nu, k}(\eta)}{d\eta^2} - \left( \frac{k^2 \pi^2}{l^2} \frac{c^2}{2} \cos 2\eta + \nu \right) \bar{M}_{\nu, k}(\eta) = 0 \quad (44)$$

Führt man in der zweiten Gleichung  $\eta = i\tau$  ein, so nimmt sie dieselbe Form an wie die erste. Die Lösungen der ersten Gleichung für reelles  $\zeta$  sind also nach Einführen einer rein imaginären Variablen Lösungen der zweiten Gleichung. Die vorliegenden Differentialgleichungen sind erstmalig von Mathieu untersucht; man nennt daher ihre Lösungen Mathiesche Funktionen [8; 9]. Für unser Problem kommen nur solche Mathiesche Funktionen als Lösung in Betracht, die in  $\zeta$  periodisch sind. Periodische Lösungen der Mathieschen Differentialgleichungen treten aber nur dann auf, wenn zwischen dem Parameter  $\nu$  und  $\frac{k^2 \pi^2}{l^2} \cdot \frac{c^2}{2}$  bestimmte Beziehungen bestehen. Wenn also die Folge  $\frac{k^2 \pi^2}{l^2} \cdot \frac{c^2}{2}$  vorgegeben ist, liegt auch die Folge der  $\nu$  fest.

Das Potential  $\Phi_2$  muß außer der Differentialgleichung noch den Randbedingungen (40) und (41) genügen. Nun ist die Aufgabe, ein Potential zu bestimmen, das bestimmte tangentielle Ableitungen auf der Randfläche hat, zurückzuführen auf die Aufgabe, ein Potential zu ermitteln, dessen Werte auf der Randfläche vorgegeben sind, d. h. auf ein Randwertproblem erster Art. Deshalb sind die beiden Bedingungen (40) und (41) einer einzigen gleichwertig. Es wird daher genügen, die Bedingung

$$\left( \frac{\partial \Phi_2}{\partial \xi} \right)_{l^*} = - \left( \frac{\partial (\Phi_0 + \Phi_1)}{\partial \xi} \right)_{l^*} = - \frac{\Gamma}{4\pi a} F(\xi, \eta_0, \zeta) \quad (45)$$

zu erfüllen, das heißt also

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial \Phi_2}{\partial \xi} \right)_{l^*} &= - \frac{\Gamma}{4\pi} \sum_{\nu} \sum_k C_{\nu, k} \frac{k\pi}{l^* a} \cos \left( \frac{k\pi}{l^*} \frac{\xi}{a} \right) M_{\nu, k}(\zeta) \bar{M}_{\nu, k}(\eta_0) \\ &= - \frac{\Gamma}{4\pi a} F(\xi, \eta_0, \zeta) \dots \dots \dots (46) \end{aligned}$$

Die Konstanten  $C_{\nu, k}$  müssen so bestimmt werden, daß die Randbedingung (46) erfüllt wird. Da die Mathieschen Funktionen  $M_{\nu, k}(\zeta)$  ein Orthogonalsystem bilden, ähnlich wie die harmonischen Funktionen, in die sie für den Fall verschwindender Exzentrizität der Ellipse übergehen, gelten die Beziehungen

$$\left. \begin{aligned} \int_0^{2\pi} M_{\nu, n, k}(\zeta) M_{\nu, m, k}(\zeta) d\zeta &= 0 \text{ für } n \neq m \\ \int_0^{2\pi} M_{\nu, n, k}^2(\zeta) d\zeta &= \pi \text{ für } n > 0 \\ \int_0^{2\pi} M_{\nu, 0, k}^2(\zeta) d\zeta &= 2\pi \end{aligned} \right\} \dots (47)$$

Wir werden daher die Gleichung (46) mit einer Mathieu-Funktion  $M_{\nu, k}(\zeta)$  multiplizieren und über das Grundgebiet  $0 \leq \zeta \leq 2\pi$  integrieren:

$$\begin{aligned} - \frac{\Gamma}{4\pi} \sum_k C_{\nu, k} \frac{k\pi}{l^* a} \cos \left( \frac{k\pi}{l^*} \frac{\xi}{a} \right) \bar{M}_{\nu, k}(\eta_0) \\ = - \frac{\Gamma}{4\pi a} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} F(\xi, \eta_0, \zeta) M_{\nu, k}(\zeta) d\zeta \end{aligned}$$

Wenn wir noch durch  $\frac{\Gamma}{4\pi a}$  kürzen, ergibt sich

$$\begin{aligned} \sum_k C_{\nu, k} \frac{k\pi}{l^* a} \cos \left( \frac{k\pi}{l^*} \frac{\xi}{a} \right) \bar{M}_{\nu, k}(\eta_0) \\ = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} F(\xi, \eta_0, \zeta) M_{\nu, k}(\zeta) d\zeta \end{aligned}$$

Jetzt müssen wir die Orthogonalität der trigonometrischen Funktionen ausnutzen; wir multiplizieren also die Gleichung mit  $\cos \left( \frac{k\pi}{l^*} \frac{\xi}{a} \right)$  und integrieren über das Grundgebiet  $-l^* \leq \frac{\xi}{a} \leq +l^*$  und erhalten:

$$\begin{aligned} C_{\nu, k} \frac{k\pi}{l^* a} \bar{M}_{\nu, k}(\eta_0) &= \frac{1}{l^*} \int_{-l^*}^{+l^*} \left[ \cos \left( \frac{k\pi}{l^*} \frac{\xi}{a} \right) \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} F(\xi, \eta_0, \zeta) M_{\nu, k}(\zeta) d\zeta \right] d \left( \frac{\xi}{a} \right) \\ \text{oder} \\ C_{\nu, k} &= \frac{1}{\frac{k\pi}{l^*} \bar{M}_{\nu, k}(\eta_0)} \frac{1}{l^*} \int_{-l^*}^{+l^*} \left[ \cos \left( \frac{k\pi}{l^*} \frac{\xi}{a} \right) \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} F(\xi, \eta_0, \zeta) M_{\nu, k}(\zeta) d\zeta \right] d \left( \frac{\xi}{a} \right) \dots \dots \dots (48) \end{aligned}$$

Führen wir diese Koeffizienten in die Gleichung (42) ein, dann ergibt sich für das Potential  $\Phi_2$ , wenn wir noch unter den Integralen, um Verwechslungen zu vermeiden,

$$\frac{\xi}{a} = \alpha \text{ und } \zeta = \zeta^*$$

setzen:

$$\Phi_2 = - \frac{\Gamma}{4\pi} \sum_{\nu} \sum_k \frac{\sin \left( \frac{k\pi}{l^*} \frac{\xi}{a} \right)}{\frac{k\pi}{l^*} \bar{M}_{\nu, k}(\eta_0)} \frac{1}{l^*} \int_{-l^*}^{+l^*} \left[ \cos \left( \frac{k\pi}{l^*} \alpha \right) d\alpha \cdot \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} F(\alpha, \eta_0, \zeta^*) M_{\nu, k}(\zeta^*) d\zeta^* \right] M_{\nu, k}(\zeta) \bar{M}_{\nu, k}(\eta) \dots (49)$$

Jetzt lassen wir die Periode  $l^*$  wachsen, so daß in der Grenze

$$\frac{k\pi}{l^*} = q \quad \frac{\pi}{l^*} = dq$$

wird. Auf diese Weise erhalten wir für das Potential:

$$\Phi_2 = - \frac{\Gamma}{4\pi} \sum_{\nu} \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \left[ \frac{\sin \left( q \frac{\xi}{a} \right)}{\frac{q}{\pi} \bar{M}_{\nu, q}(\eta_0)} \int_{-\infty}^{+\infty} \cos q x d\alpha \cdot \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} F(\alpha, \eta_0, \zeta^*) M_{\nu, q}(\zeta^*) d\zeta^* \right] M_{\nu, q}(\zeta) \bar{M}_{\nu, q}(\eta) dq \dots (50)$$

Die Mathieschen Funktionen genügen dann [vgl. (43), (44)] den Differentialgleichungen

$$\frac{d^2 M_{\nu, q}(\zeta)}{d\zeta^2} + \left( q^2 \frac{c^2}{2a^2} \cos 2\zeta + \nu \right) M_{\nu, q}(\zeta) = 0 \dots (51)$$

und

$$\frac{d^2 \bar{M}_{\nu, q}(\eta)}{d\eta^2} - \left( q^2 \frac{c^2}{2a^2} \cos 2\eta + \nu \right) \bar{M}_{\nu, q}(\eta) = 0 \dots (52)$$

Die gesuchte zusätzliche Abwärtsgeschwindigkeit ist nunmehr gegeben durch:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} + \frac{\partial \Phi_2}{\partial z} = \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} + \frac{\cos \eta \sin \zeta}{c(\cos^2 \eta - \cos^2 \zeta)} \frac{\partial \Phi_2}{\partial \eta} + \frac{\sin \eta \cos \zeta}{c(\cos^2 \eta - \cos^2 \zeta)} \frac{\partial \Phi_2}{\partial \zeta} \quad (53)$$

Für Punkte der  $x$ - $y$ -Ebene ergibt sich, wenn die  $y$ -Koordinate kleiner als der Abstand des Brennpunktes vom Nullpunkte ist, d. h.  $-c \leq y \leq +c$  ist, also  $\eta = 0$  ist,

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} + \frac{1}{c \sin \zeta} \frac{\partial \Phi_2}{\partial \eta}, \dots (54)$$

und für Punkte mit einer  $y$ -Koordinate, die größer als dieser Brennpunktsabstand ist, d. h.  $-c \geq y \geq +c$ , also  $\zeta = 0$  ist:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} + \frac{1}{c \sin \eta} \frac{\partial \Phi_2}{\partial \zeta} \dots (55)$$

2. Numerische Durchführung.

Gewählt wurde ein elliptischer Strahlquerschnitt mit einem Achsenverhältnis<sup>10)</sup>  $a/b_1 = \sqrt{2}$ . Die elliptische Koordinate  $\eta$  hat auf dem Strahlrand den Wert  $\eta_0$ , der durch die Beziehung

$$a/b_1 = \cos \eta_0 = \sqrt{2}$$

bestimmt ist. Die Rechnungen wurden durchgeführt für den Fall:

- 1. Flügelspannweite gleich Abstand der Brennpunkte,
- 2. sehr kleine Flügelspannweite.

Wir brauchen zunächst die Tangentialgeschwindigkeit  $\frac{\partial(\Phi_0 + \Phi_1)}{\partial \xi}$ . Für den Fall 1 liegen die im Außenraum des Strahles anzubringenden Wirbelfäden (vgl. S. 256) alle in der  $x$ - $y$ -Ebene; die Geschwindigkeit  $\frac{\partial(\Phi_0 + \Phi_1)}{\partial \xi}$  auf dem Strahlrand ( $\eta = \eta_0$ ) lautet dann:

$$\frac{\partial(\Phi_0 + \Phi_1)}{\partial \xi} = \frac{\Gamma}{4\pi a} \frac{b_1 \sin \zeta}{\left(\frac{\xi}{a}\right)^2 + \left(\frac{b_1}{a}\right)^2 \sin^2 \zeta} \left\{ \frac{\cos \zeta + \frac{b}{a}}{\sqrt{\left(\frac{\xi}{a}\right)^2 + \left(\frac{b_1}{a}\right)^2 \sin^2 \zeta + \left(\cos \zeta + \frac{b}{a}\right)^2}} \frac{\cos \zeta - \frac{b}{a}}{\sqrt{\left(\frac{\xi}{a}\right)^2 + \left(\frac{b_1}{a}\right)^2 \sin^2 \zeta + \left(\cos \zeta - \frac{b}{a}\right)^2}} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left[ -2 + \frac{\cos \zeta + d_n}{\sqrt{\left(\frac{\xi}{a}\right)^2 + \left(\frac{b_1}{a}\right)^2 \sin^2 \zeta + (\cos \zeta + d_n)^2}} \frac{\cos \zeta - d_n}{\sqrt{\left(\frac{\xi}{a}\right)^2 + \left(\frac{b_1}{a}\right)^2 \sin^2 \zeta + (\cos \zeta - d_n)^2}} \right] \dots (56) \right.$$

Dabei ist

$$d_n = \frac{\cos 2n \eta_0}{\cos \eta_0}; \quad n = 1, 2, 3 \dots$$

Für den Fall 2 hat man im Außenraum lauter Doppelwirbel in der  $x$ - $z$ -Ebene (s. Abb. 16); die Geschwindigkeit  $\frac{\partial(\Phi_0 + \Phi_1)}{\partial \xi}$  auf dem Strahlrand ist gegeben durch:

$$\frac{\partial(\Phi_0 + \Phi_1)}{\partial \xi} = \frac{\Gamma \cdot 2b}{4\pi a^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\left[ \frac{b_1}{a} \sin \zeta - f_n \right] \cos 2n \eta_0}{\sqrt{\left(\frac{\xi}{a}\right)^2 + \cos^2 \zeta + \left(\frac{b_1}{a} \sin \zeta - f_n\right)^2}} \dots (57)$$

dabei ist

$$f_n = \frac{\sin 2n \eta_0}{\cos \eta_0}; \quad n = 0, 1, 2, 3 \dots$$

<sup>10)</sup> Um Verwechslungen mit der Flügelspannweite zu vermeiden, ist die kleine Achse der Ellipse mit  $b_1$  bezeichnet.

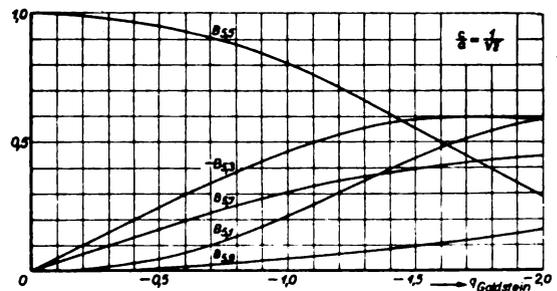
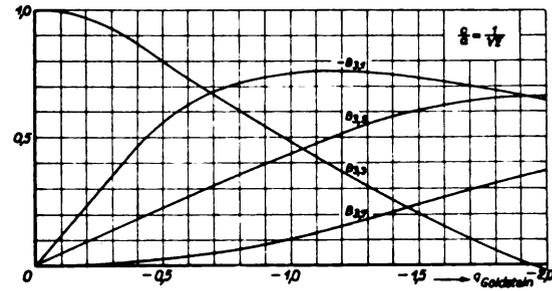
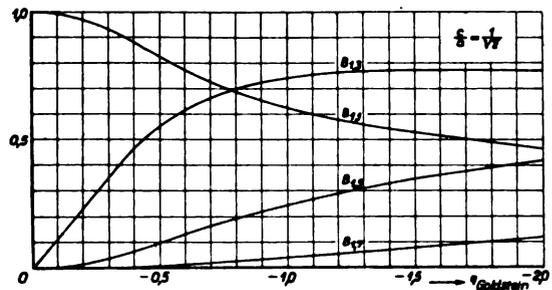


Abb. 17 bis 19. Koeffizienten der periodischen Mathieu-Funktionen  $s_{e1}, s_{e2}, s_{e3}$ .

Der Einfluß der im Außenraum liegenden Wirbelfäden nimmt mit ihrer Entfernung vom Strahl ab; da diese rasch zunimmt, genügt es für die praktische Durchführung, von der unendlichen Anzahl im Außenraum liegender Wirbelfäden die drei ersten zu berücksichtigen.

Die Geschwindigkeit in  $\xi$ -Richtung ist eine ungerade Funktion von  $\zeta$ . Dementsprechend müssen wir die Mathieschen Funktionen  $M_{\nu, q}(\zeta)$ , die der Differentialgleichung (51) genügen, auswählen. S. Goldstein [9] hat einige Mathieu-Funktionen berechnet; seine Bezeichnung der Konstanten weicht aber von unserer ab. Wir versehen deshalb die Goldsteinschen Parameter mit dem Index  $G$ , um Irrtümer zu vermeiden:

$$q^2 \frac{c^2}{2a^2} = -16 q_G; \quad \nu = 4 \alpha_G \dots (58)$$

Die ungeraden periodischen Mathieschen Funktionen bezeichnet Goldstein mit  $s_{e_{2n+1}}(\zeta)$ , weil sie für verschwin-

dende Exzentrizität der Ellipse in die harmonischen Funktionen  $\sin(2n+1)\zeta$  übergehen.

Man kann nun die Mathieschen Funktionen durch Fourier-Entwicklung darstellen:

$$s_{e_{2n+1}}(\zeta) = \sum_m B_{2n+1,2m+1} \left(\frac{qc}{a}\right) \sin(2m+1)\zeta. \quad (59)$$

Die Funktion  $s_{e_1}$  konnten wir aus den Goldsteinschen Tabellen entnehmen. Dabei muß man beachten, daß für reelle Werte von  $q$  der Wert  $q_G$  negativ ist<sup>11)</sup>. Die Funktionen  $s_{e_3}$ ,  $s_{e_5}$  usw. sind unseres Wissens bisher nicht berechnet. Wir haben nach dem Goldsteinschen Verfahren für  $s_{e_3}$  und  $s_{e_5}$  zunächst die Eigenwerte  $\nu$  und dann die Koeffizienten der Fourier-Entwicklungen ermittelt<sup>12)</sup>. In Abb. 17, 18 und 19 sind die Fourier-Koeffizienten der Funktionen  $s_{e_1}$ ,  $s_{e_3}$  und  $s_{e_5}$  abhängig von  $q_G$  aufgetragen.

Weiter brauchen wir die den Mathieu-Funktionen reellen Argumentes zugeordneten Funktionen für imaginäres Argument. Diese werden mit deutschen Buchstaben  $\mathfrak{S}_{2n+1}(\eta)$  bezeichnet. B. Sieger [11] hat gezeigt, daß zwischen den zugeordneten Funktionen Beziehungen derart bestehen, daß

$$\mathfrak{S}_{2n+1,q}(\eta) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{q}{8a} I_{2n+1}\left(\frac{q}{a}r\right) \sin(2n+1)\theta \cdot s_{e_{2n+1,q}}(\zeta) d\zeta \dots \dots \dots (60)$$

gilt, dabei ist

$$\left. \begin{aligned} r \cos \theta &= c \operatorname{Co}[\eta \cdot \cos \zeta] \\ r \sin \theta &= c \operatorname{Si}[\eta \cdot \sin \zeta] \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (61)$$

Mit Hilfe eines Additionstheorems der Besselschen Funktionen [12] läßt sich die Integration in (60) durchführen; es ist nämlich

$$\frac{I_\nu(\lambda r)}{\lambda^\nu r^\nu} = 2^\nu \Gamma(\nu) \sum_{m=0}^{m=\infty} (\nu+m) \frac{I_{\nu+m}\left(\frac{\lambda c}{2} e^i\right) I_{\nu+m}\left(\frac{\lambda c}{2} e^{-i}\right)}{(-1)^m \left(\frac{\lambda c}{2}\right)^{2\nu}} \cdot C_m^\nu(-\cos 2\zeta) \dots \dots \dots (62)$$

dabei bezeichnet  $\Gamma(\nu)$  die Gammafunktion und  $C_m^\nu(p)$  den Koeffizienten von  $\alpha^m$  in der Entwicklung von  $(1-2\alpha p + \alpha^2)^{-\nu}$  nach steigenden Potenzen von  $\alpha$ . So ergibt sich aus Gleichung (60)

$$\mathfrak{S}_{2n+1,q}(\eta) = \operatorname{Si}[\eta] \sum_{m=1}^{m=\infty} b_{2n+1,m}(q) I_m\left(\frac{qc}{2} e^i\right) I_m\left(\frac{qc}{2} e^{-i}\right) \dots \dots \dots (63)$$

mit

$$b_{2n+1,m} = m \left[ B_{2n+1,1} - B_{2n+1,3} \dots (-1)^{m+1} B_{2n+1,2m-1} \right] \dots \dots \dots (64)$$

Für die Funktion  $\mathfrak{S}_1$  ist diese Reihe gut konvergent. Für höhere Ordnung dagegen ist es bei nicht sehr kleinen Werten von  $\eta$  oft notwendig, die Funktion direkt durch Integration von (60) zu berechnen, weil die genaue Berechnung der höheren Besselschen Funktionen  $I_m\left(\frac{qc}{2} e^i\right)$  zuviel Zeit kostet.

Bei der zahlenmäßigen Auswertung wollen wir uns darauf beschränken, die zusätzliche Abwärtsgeschwindigkeit in der  $x$ - $y$ -Ebene hinter dem Flügel zu bestimmen. Für diese haben wir den Wert [s. Gl. (54)]

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} + \frac{1}{c \sin \zeta} \frac{\partial \Phi_2}{\partial \eta} \dots \dots \dots (65)$$

Aus der Gleichung (50) ergibt sich, wenn wir

$$\left. \begin{aligned} M_{\nu,q}(\zeta) &= s_{e_{2n+1,q}}(\zeta) \\ \bar{M}_{\nu,q}(\eta) &= \mathfrak{S}_{2n+1,q}(\eta) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (66)$$

<sup>11)</sup> s. S. Goldstein [9], S. 304.

<sup>12)</sup> Die Rechnungen führte Herr F. Riegels durch. Bei der Berechnung der Eigenwerte wurde außerdem die Arbeit von E. L. Ince [10] benutzt.

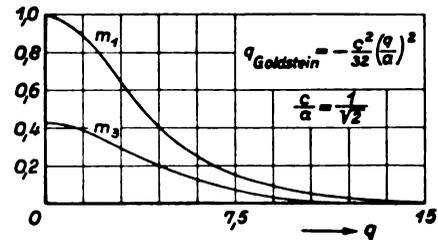
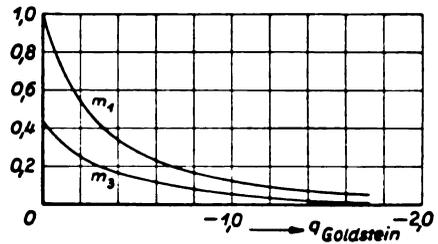


Abb. 20 und 21. Quotienten Mathiescher Funktionen,

$$m_{2n+1,q} = \frac{\mathfrak{S}'_{2n+1,q}(0)}{\mathfrak{S}_{2n+1,q}(\eta_0)}$$

einführen:

$$\frac{\partial \Phi_2}{\partial z} = -\frac{\Gamma}{4\pi} \sum_n \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \left[ \frac{\sin\left(q \frac{\xi}{a}\right) \mathfrak{S}'_{2n+1,q}(0)}{q \mathfrak{S}_{2n+1,q}(\eta_0)} \int_{-\infty}^\infty \left\{ \cos q \alpha d \alpha \cdot \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} F(x, \eta_0, \zeta^*) s_{e_{2n+1,q}}(\zeta^*) d\zeta^* \right\} s_{e_{2n+1,q}}(\zeta) \right] dq \quad (67)$$

Wir brauchen also nur den Quotienten

$$m_{2n+1,q} = \frac{\mathfrak{S}'_{2n+1,q}(0)}{\mathfrak{S}_{2n+1,q}(\eta_0)} \dots \dots \dots (68)$$

zu ermitteln. Dieser ist in den Abb. 20 und 21 für  $n=0$  und  $n=1$  aufgetragen.

Bei der Rechnung hat sich gezeigt, daß zum Schluß das erste Glied der Reihe über  $n$  den wesentlichen Beitrag liefert. Dies liegt daran, daß schon bei der Entwicklung der Geschwindigkeitsreste nach Mathieschen Funktionen  $s_{e_{2n+1,q}}(\zeta)$  für kleine Werte von  $q$  nur der erste und dritte Koeffizient Bedeutung haben.

3. Ergebnisse.

Für einen Freistrahlfeld mit einem elliptischen Querschnitt vom Achsenverhältnis  $\sqrt{2}$  wurde die durch die Strahlengrenzen erzeugte zusätzliche Abwärtsgeschwindigkeit für den Flügel sehr kleiner Spannweite und für den, dessen Spannweite gleich dem Brennpunkt Abstand ist, längs der Strahlachse berechnet. Dabei ist angenommen, daß der Flügel rechteckige Auftriebsverteilung hat. Für den endlichen Flügel wurde außerdem der Mittelwert der Geschwindigkeit hinter dem Flügel

$$w_k = \frac{\int_{-c}^{+c} \frac{\partial(\Phi_1 + \Phi_2)}{\partial z} dy}{2c} \dots \dots \dots (69)$$

abhängig vom Abstand  $l/2a$  von der Drucklinie des Flügels bestimmt (Abb. 22).

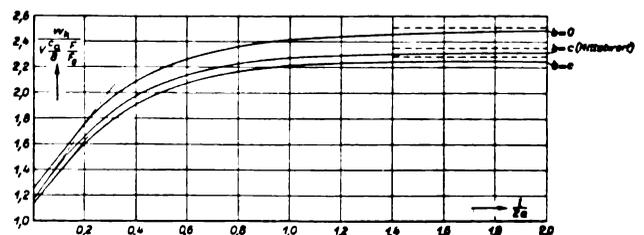


Abb. 22. Zusätzlicher Abwind hinter dem Tragflügel im elliptischen Freistrahlfeld.

Es ist üblich, die mittlere Abwärtsgeschwindigkeit in der Form

$$\frac{w_k}{V} = \frac{c_a}{8} \frac{F}{F_0} \delta \dots \dots \dots (70)$$

darzustellen; dabei bedeutet:  $c_a$  die Auftriebsziffer des Flügels,  $F$  die Flügelfläche,  $F_0$  den Kanalquerschnitt,  $V$  die Anströmgeschwindigkeit,  $\delta$  einen dimensionslosen Beiwert, der abhängig ist vom Abstand  $l$  von der Drucklinie des Flügels und von dem Verhältnis Spannweite zu Strahlbreite. Abb. 23 zeigt  $\delta$  abhängig von Verhältnis Flügelabstand zu Strahlbreite. Zum Vergleich ist  $\delta$  für den Kreisstrahl eingezeichnet. Spaltet man nun in Gleichung (70) den Beiwert  $\delta$  auf, indem man den Wert von  $\delta$  am Ort des Flügels, der mit  $\delta_0$  bezeichnet wird, herauszieht:

$$\frac{w_k}{V} = \frac{c_a}{8} \frac{F}{F_0} \delta_0 (1 + \tau), \dots \dots \dots (71)$$

so ergibt sich, daß die Kurven  $\tau(l/2a)$  praktisch für  $b = 0$  und  $b = c$  zusammenfallen, so daß man annehmen kann, daß  $\tau$  nahezu unabhängig von der Spannweite für ein und denselben elliptischen Strahlquerschnitt ist. Man kann also die Abwärtsgeschwindigkeiten für alle Spannweiten zwischen 0 und  $2c$  aus den vorliegenden Rechnungen ermitteln, wenn man  $\delta_0$  kennt. Abb. 24 zeigt  $\tau$ . Zum Vergleich ist der entsprechende Wert beim Kreisstrahl gleicher Breite ( $2a = 2r_0$ ) eingetragen; dort ist  $\delta_0 = 1$ . Der Wert  $\delta_0$  für den elliptischen Strahl ist aus den Rechnungen von Sanuki und Tani bekannt (Abb. 25).

Um den Einfluß der elliptischen Form auf den zusätzlichen Abwind hinter einem Flügel zu erkennen, wollen wir den zusätzlichen Abwind in einem elliptischen Freistrahle dem in einem Kreisstrahl flächengleichen Querschnittes gegenüberstellen. Für einen Flügel sehr kleiner Spannweite erhalten wir den Wert  $\delta$  des elliptischen Strahles näherungsweise, wenn wir den Wert für den Kreisstrahl mit flächengleichem Querschnitt nehmen und berücksichtigen, daß  $\delta(0)$  nicht gleich 1 sondern  $\delta_0$  ist. Abb. 26 zeigt das Ergebnis. Die Abschätzung ist gut, wie man auch bei der nicht sehr großen Exzentrizität der Ellipse erwarten kann.

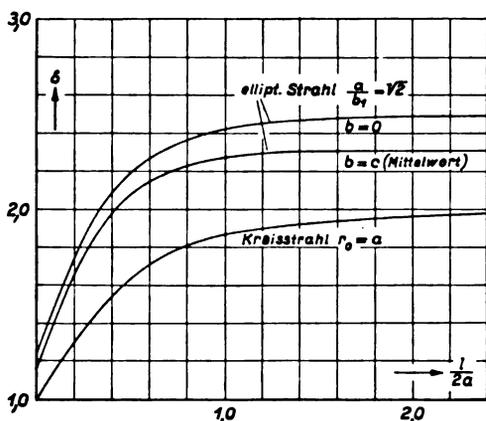


Abb. 23. Abhängigkeit des Faktors  $\delta$  vom Verhältnis Spannweite zu Strahlbreite und von der Form des Strahlquerschnitts.

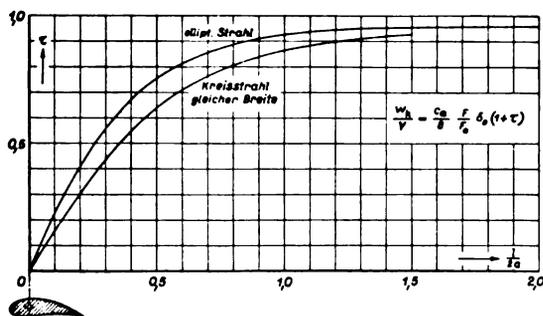


Abb. 24. Zur Berechnung des Mittelwertes des Abwindes  $\frac{w_k}{V}$  hinter einem Tragflügel im elliptischen Freistrahle ( $\frac{l}{2a}$  = Abstand von der Drucklinie des Flügels).

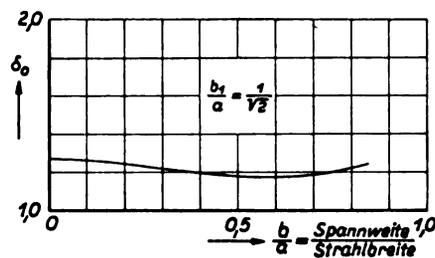


Abb. 25. Korrekturfaktor  $\delta_0$ , der zur Berechnung des Abwindes am Ort des Flügels im elliptischen Freistrahle dient.

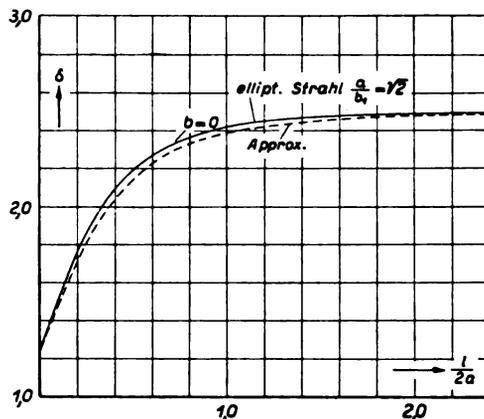


Abb. 26. Zur Abschätzung des Einflusses der Strahlform.

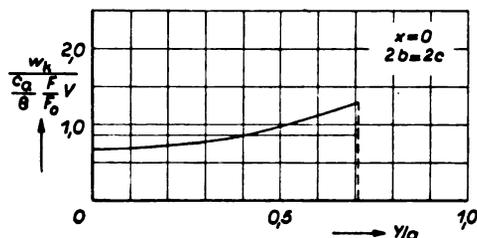


Abb. 27. Verteilung des Abwindes über die Flügelspannweite.

Bei Momentenmessungen am Flügel interessiert es noch, den Verlauf der zusätzlichen Abwärtsgeschwindigkeit über die Spannweite zu kennen. Abb. 27 gibt die Änderung des Abwindes längs der Spannweite bei rechteckiger Auftriebsverteilung am Ort des Flügels wieder.

### III. Zusätzlicher Abwind im geschlossenen Kanal.

#### 1. Theoretische Überlegungen.

In unendlich ausgedehnter Flüssigkeit würde der Tragflügel auf dem Mantel des elliptischen Zylinders, der der Kanalbegrenzung entspricht, die Normalgeschwindigkeit  $v_n$  erzeugen. Da für den geschlossenen Kanal die Normalgeschwindigkeiten auf dem Zylindermantel verschwinden müssen, weil die Luft nur entlang der Wand strömen kann, müssen wir, um diese Störungsgeschwindigkeit zum Verschwinden zu bringen, ein Geschwindigkeitsfeld überlagern, das auf dem Mantel die Normalgeschwindigkeit  $-v_n$  hat. Zu diesem Zweck gehen wir in genau der gleichen Weise vor wie beim elliptischen Freistrahle. Zunächst überlagern wir dem Potentialfeld  $\Phi_0$  des Flügels ein Feld  $\Phi_1$ , das durch die sogenannten »gespiegelten Wirbel« erzeugt wird und das dafür sorgt, daß die Randbedingung im Unendlichen erfüllt wird. Die Lage der gespiegelten Wirbel ist die gleiche wie beim Freistrahle, nur ihr Drehsinn ist zum Teil ein anderer. Um ihn zu bestimmen, betrachten wir einen Schnitt durch den Kanal unendlich weit hinter dem Flügel (Abb. 28). Die im Außenraum der Ellipse anzuordnenden Wirbel müssen mit dem im Innenraum der Ellipse liegenden Wirbelpaar zusammen auf dem Ellipsenrand eine Geschwindigkeit erzeugen, die stets in Richtung der Randtangente fällt, also keine Komponente normal zum Rand hat. Wir übersehen die

Verhältnisse leichter, wenn wir wieder die Ellipse auf ein Rechteck abbilden (Abb. 29). Der krumme Ellipsenrand geht dabei in die gerade Strecke  $C^*C'^*$  über. Die Strömung muß nun entlang dieser geraden festen Wand erfolgen. Man sieht, daß im Gegensatz zum Freistrahle der Drehinn der auf horizontalen Geraden angeordneten Wirbel wechseln muß, auf vertikalen Geraden aber erhalten bleibt. In Abb. 30 haben wir räumlich in dem ursprünglichen  $x-y-z$ -System die Lage der gespiegelten Wirbel eingetragen für den Fall, daß die Spannweite gleich dem Brennpunkt Abstand  $2c$  ist<sup>13)</sup>. Der Drehsinn ist eingezeichnet. Für die Spannweiten  $2b < 2c$  und  $2b = 0$  kann man sich unter Benutzung der Abb. 15 und 16 die entsprechenden Bilder leicht selbst zeichnen.

Das Potential ( $\Phi_0 + \Phi_1$ ) erfüllt die Randbedingung im Unendlichen. Um die im Endlichen noch vorhandenen Geschwindigkeitsreste ( $v_{n_0} + v_{n_1}$ ) zum Verschwinden zu bringen, müssen wir ein Potential  $\Phi_2$  überlagern, das durch die Bedingung bestimmt ist, daß auf dem Zylindermantel

$$\frac{\partial \Phi_2}{\partial n} = -\left(\frac{\partial \Phi_0}{\partial n} + \frac{\partial \Phi_1}{\partial n}\right) = -(v_{n_0} + v_{n_1}) \dots (72)$$

gilt. Für das Potential  $\Phi_2$  erhalten wir auf ähnlichem Wege wie beim Freistrahle:

$$\begin{aligned} \Phi_2(\xi, \eta, \zeta) = & \frac{\Gamma}{4\pi} \sum_v \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \left[ \frac{\sin\left(q \frac{\xi}{a}\right)}{\left(\frac{\partial \bar{M}_{v,q}(\eta)}{\partial \eta}\right)_{\eta_0}} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \sin q \alpha d \alpha \right. \right. \\ & \cdot \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} F^*(\alpha, \eta_0, \zeta^*) M_{v,q}(\zeta^*) d \zeta^* \left. \left. \right\} \right. \\ & \cdot M_{v,q}(\zeta) M_{v,q}(\eta) d q \dots \dots \dots (73) \end{aligned}$$

<sup>13)</sup> In diesem Fall rückt der Punkt  $P_1^*$  in Abb. 29 in den Nullpunkt.

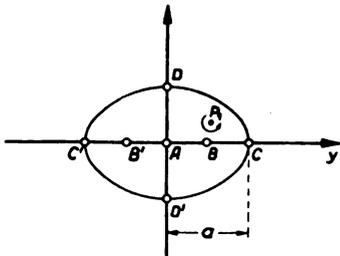


Abb. 28.

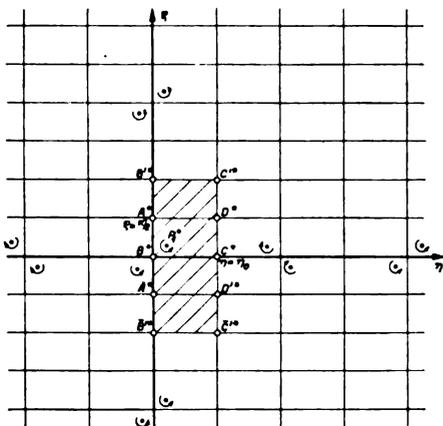


Abb. 29.

Abb. 28 und 29 (links). Zur Abbildung der Ellipse auf ein Rechteck; Spiegelung für den geschlossenen Kanal.

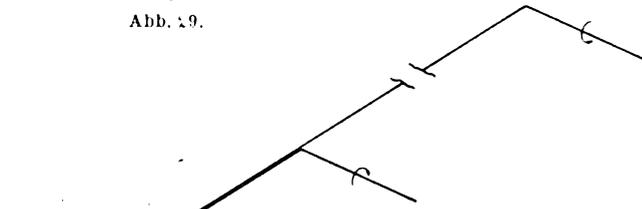


Abb. 30. Spiegelung des Hufeisenwirbels an der Begrenzung des geschlossenen Kanals mit elliptischem Querschnitt, wenn die Spannweite gleich dem Brennpunkt Abstand ist.

Dabei bedeuten  $\xi, \eta, \zeta$  elliptische Koordinaten [s. S. 257, Formel (38)]. Auf dem Zylindermantel ist  $\eta = \text{const} = \eta_0$ . Die Koordinaten  $\xi$  und  $\zeta$  treten in den inneren Integralen als Integrationsvariable auf. Um Verwechslungen zu vermeiden, ist die Integrationsvariable  $\zeta$  durch  $\zeta^*$  und  $\frac{\xi}{a}$  durch  $\alpha$  ersetzt (vgl. S. 258).  $M_{v,q}(\zeta)$  und  $\bar{M}_{v,q}(\eta)$  bezeichnen die Mathieuschen Funktionen reellen und imaginären Argumentes, die den Differentialgleichungen (51) und (52) genügen. Die Funktion  $F^*(\alpha, \eta_0, \zeta^*)$  hängt mit  $(v_{n_0} + v_{n_1})$  zusammen durch die Beziehung:

$$F^*(\alpha, \eta_0, \zeta^*) = \frac{-(v_{n_0} + v_{n_1})}{4\pi a} \frac{c}{a} \sqrt{\mathcal{C}0^2 \eta_0 - \cos^2 \zeta^*} \dots (74)$$

Wenn man statt der Geschwindigkeitssumme ( $v_{n_0} + v_{n_1}$ ) ihre Komponenten  $v_y$  und  $v_z$  einführt, ergibt sich

$$F^*(\alpha, \eta_0, \zeta^*) = -\frac{1}{4\pi a} \frac{c}{a} \{v_y \mathcal{C} \sin \eta_0 \cos \zeta^* + v_z \mathcal{C}0 \eta_0 \sin \zeta^*\} \dots (75)$$

Die gesuchte zusätzliche Abwärtsgeschwindigkeit ist allgemein gegeben durch die Gleichung (53), für Punkte der  $x-y$ -Ebene durch Gleichung (54) und (55). Wir wollen uns auf den Fall beschränken, daß die Flügelspannweite den Brennpunkt Abstand nicht überschreitet. Dann brauchen wir  $\frac{\partial \Phi_2}{\partial \eta}$ . Deshalb soll der Wert von  $\frac{\partial \Phi_2}{\partial \eta}$  für  $\eta = 0$  noch angegeben werden, wobei aus den Lösungen der Mathieuschen Differentialgleichung die für dieses Problem passenden (vgl. S. 259/260) ausgewählt und eingesetzt sind:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial \eta}\right)_0 = & \frac{\Gamma}{4\pi} \sum_n \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \left\{ \frac{\mathcal{C}'_{2n+1,q}(\zeta^*)}{\mathcal{C}'_{2n+1,q}(\eta_0)} \sin\left(q \frac{\xi}{a}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \sin q \alpha d \alpha \right. \right. \\ & \cdot \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} F^*(\alpha, \eta_0, \zeta^*) s e_{2n+1,q}(\zeta^*) d \zeta^* \left. \left. \right\} \right. \\ & \cdot s e_{2n+1,q}(\zeta) d q \dots \dots \dots (76) \end{aligned}$$

Der Quotient

$$\bar{m}_{2n+1,q} = \frac{\mathcal{C}'_{2n+1,q}(\zeta^*)}{\mathcal{C}'_{2n+1,q}(\eta_0)} \dots \dots \dots (77)$$

ist für  $n = 0$  in Abb. 31 über  $q$  aufgetragen für den Fall, daß das Achsenverhältnis des elliptischen Kanalquerschnittes  $\sqrt{2}$  ist.

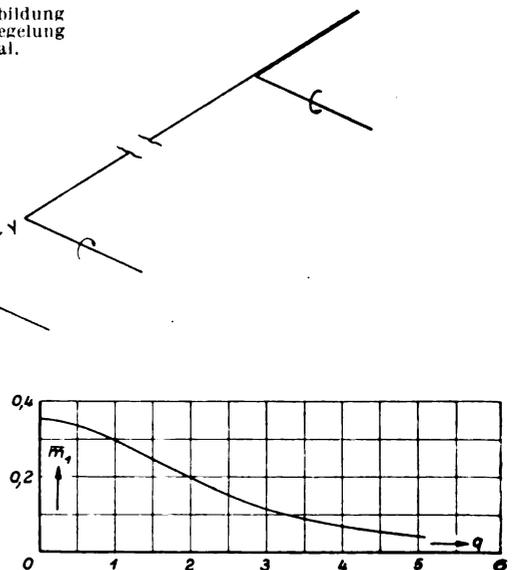


Abb. 31. Quotient Mathieuschen Funktionen

$$\bar{m}_1 = \frac{\mathcal{C}'_{1,q}(0)}{\mathcal{C}'_{1,q}(\eta_0)}$$

2. Ergebnisse<sup>14)</sup>.

Gewählt wurde wie beim Freistrah ein Kanalquerschnitt mit einem Achsenverhältnis  $a/b_1 = \sqrt{2}$ . Die zusätzliche Abwärtsgeschwindigkeit längs der Kanalachse wurde bestimmt für den Fall

1. Flügelspannweite gleich Abstand der Brennpunkte,
2. sehr kleine Flügelspannweite.

Die Auftriebsverteilung war rechteckig. Für den Flügel endlicher Spannweite wurde außerdem der Mittelwert der Geschwindigkeit hinter dem Flügel (s. S. 260) abhängig vom Abstand  $l/2a$  von der Drucklinie des Flügels bestimmt (Abb. 32).

Die zusätzliche Abwärtsgeschwindigkeit ist für den geschlossenen Kanal negativ, d. h. also in Wirklichkeit eine Aufwärtsgeschwindigkeit, die zu einer Vergrößerung des Anstellwinkels des Flügels führt. Für einen vorgegebenen Auftrieb mißt man daher im geschlossenen Kanal einen zu kleinen Anstellwinkel.

Die mittlere Abwärtsgeschwindigkeit für den geschlossenen Kanal soll wieder in der Form

$$\frac{w_k^*}{V} = -\frac{c_a}{8} \frac{F}{F_0} \delta \dots \dots \dots (78)$$

dargestellt werden (vgl. S. 255 und 261). Abb. 33 zeigt  $\delta$  abhängig vom Verhältnis Flügelabstand zu Strahlbreite. Zum Vergleich ist  $\delta$  für den Kreisstrahl gleicher Breite miteingetragen.

Spaltet man in der Gleichung (78) den Beiwert  $\delta$  auf, indem man wieder den Wert  $\delta_0$  am Ort des Flügels, der mit  $\delta_0$  bezeichnet wird, herauszieht:

$$\frac{w_k^*}{V} = -\frac{c_a}{8} \frac{F}{F_0} \delta_0 (1 + \tau^*), \dots \dots \dots (79)$$

so ergibt sich genau wie beim Freistrah, daß die Kurven  $\tau^*(l/2a)$  für  $b = 0$  und  $b = 2c$  so nahe nebeneinander verlaufen, daß man für den praktischen Gebrauch  $\tau^*$  als unabhängig von der Spannweite für ein und denselben Querschnitt annehmen kann. Das bedeutet aber, daß man auch hier die Abwärtsgeschwindigkeit für alle Spannweiten zwischen 0 und  $2c$  aus den vorliegenden Rechnungen entnehmen kann, wenn nur  $\delta_0$  bekannt ist. Abb. 34 zeigt  $\tau^*$ ; zum Vergleich ist wieder der entsprechende Wert für den Kreisstrahl gleicher Breite mit eingetragen. Den Korrekturfaktor  $\delta_0$  haben für rechteckige Auftriebsverteilung Sanuki und Tani [3] ausgerechnet; er ist in Abb. 35 über dem Verhältnis Spannweite zu Kanalbreite aufgetragen.

Im Abstände  $l$  hinter dem Flügel ist der durch die Kanalgrenzen erzeugte Abwind größer als am Flügel selbst. Ein dort befindliches Höhenleitwerk hat daher bei bestimmtem Anstellwinkel einen anderen Einfluß auf das Längsmoment als im freien Flug. Im geschlossenen Kanal wird der wirksame Anstellwinkel des Höhenleitwerks um

$$\Delta w_k^* = \frac{c_a}{8} \frac{F}{F_0} \delta_0 \tau^* \dots \dots \dots (80)$$

vergrößert.

**D. Zusammenfassung.**

In der vorliegenden Arbeit ist für den Freistrah und den geschlossenen Kanal mit Kreisquerschnitt und mit elliptischem Querschnitt der Verlauf der Abwärtsgeschwindigkeit hinter dem Tragflügel ermittelt. Der Flügel liegt dabei in Kanalmitte. Die Theorie gestattet, den Abwind an einer beliebigen Stelle des Windstromes zu bestimmen. Die Rechnungen sind durchgeführt für Punkte der Ebene, die durch die Strahlachse und die Druckpunktlinie des Flügels festgelegt ist. Der gewählte elliptische Kanalquerschnitt hat das Achsenverhältnis  $\sqrt{2}$ . Es hat sich gezeigt, daß der Abwind dem Flügelauftrieb proportional, dem Kanalquerschnitt umgekehrt proportional ist und im übrigen eine Funktion ist, die für den Kreisstrom nur vom Abstand vom Flügel abhängt [s. Formel (29), Abb. 8 und 9], für den

<sup>14)</sup> Die Rechnungen führte im wesentlichen Herr F. Riegels durch, dem ich auch an dieser Stelle dafür danken möchte.

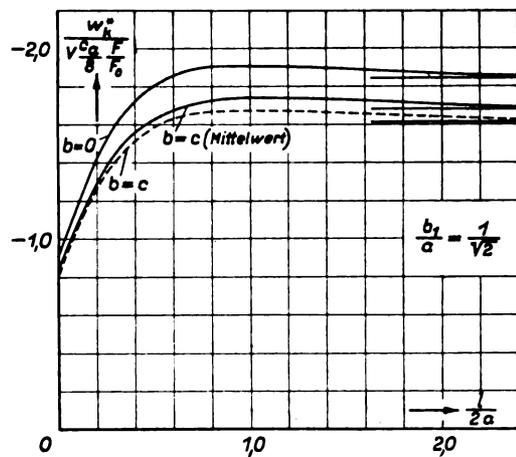


Abb. 32. Zusätzlicher Abwind hinter dem Tragflügel im geschlossenen Kanal mit elliptischem Querschnitt.

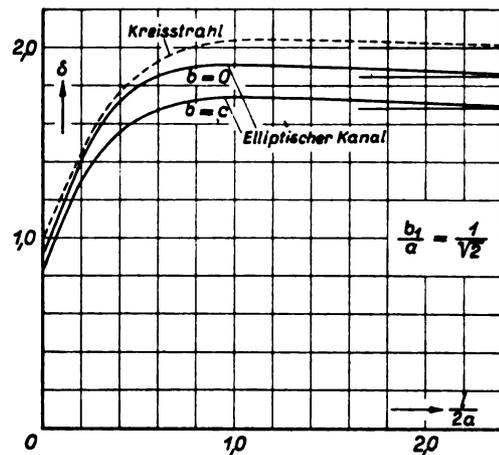


Abb. 33. Abhängigkeit des Faktors  $\delta$  vom Verhältnis Spannweite zu Strahlbreite und von der Form des Strahlquerschnitts.

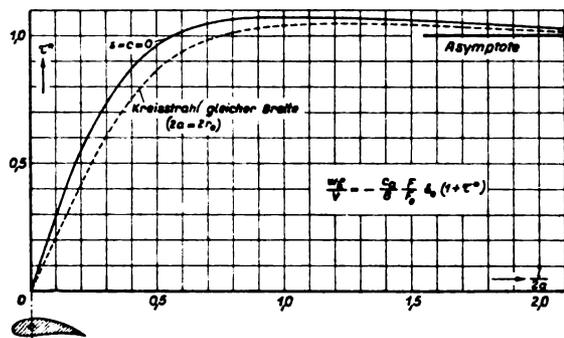


Abb. 34. Zur Berechnung des Mittelwertes des Abwindes  $\frac{w_k^*}{V}$  hinter einem Tragflügel im geschlossenen Kanal mit elliptischem Querschnitt ( $l/2a$  = Abstand von der Drucklinie des Flügels).

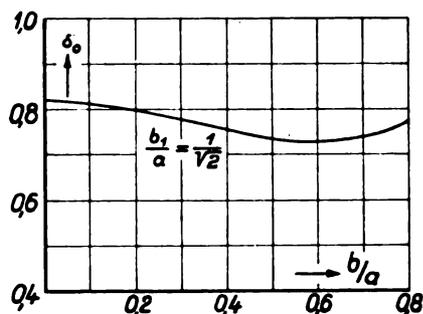


Abb. 35. Korrekturfaktor  $\delta_0$ , der zur Berechnung des Abwindes am Ort des Flügels im geschlossenen elliptischen Kanal dient.

elliptischen Strom sich näherungsweise darstellen läßt als Produkt einer nur vom Verhältnis Spannweite zu Strahlbreite (Abb. 25 für den Freistrah und Abb. 35 für den geschlossenen Kanal) und einer nur vom Abstand vom Flügel (Abb. 24 für den Freistrah und Abb. 34 für den geschlossenen Kanal) abhängigen Funktion.

#### E. Schrifttum.

- [1] R. Seiferth und A. Betz, Untersuchung von Flugzeugmodellen im Windkanal, Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 4, Teil 2, S. 166/69.
- [2] H. Glauert, Windtunnel interference on wings, bodies and airscrews. ARC-Rep. & Mem. Nr. 1566 (1933).
- [3] Sanuki und Tani, The wall interference of a wind-tunnel of elliptic cross-section. Proc. Phys. Math. Soc. Jap. III. Ser., Bd. 14 (1932), S. 592/603.
- [4] Rosenhead, The aerofoil in an windtunnel of elliptic section. Proc. Roy. Soc., Lond. A 140 (1933), S. 579/604.
- [5] Burgers in »Aerodynamic Theory von W. F. Durand, Bd. II. Verlag J. Springer, Berlin 1935.
- [6] W. L. Cowley and G. A. McMillan, Windtunnel interference on pitching moments of large models in duplex tunnels. ARC-Rep. & Mem. Nr. 1639 (1935).
- [7] Knight and Harris, NACA-Rep. Nr. 361.
- [8] M. J. O. Strutt, Lamésche und Mathiesche und verwandte Funktionen in Physik und Technik, Ergebnisse der Mathematik und ihrer Grenzgebiete. Verlag J. Springer, Berlin 1932.
- [9] S. Goldstein, Mathieu functions. Trans. Philos. Soc. Cambridge, Bd. 23, Nr. 11, S. 303/36.
- [10] E. L. Ince, Researches into the characteristic numbers of the Mathieu equation. (Second Paper), Proc. Roy. Soc. Edinburgh (1925/26), S. 316.
- [11] B. Sieger, Die Beugung einer ebenen elektrischen Welle an einem Schirm von elliptischem Querschnitt. Diss. Würzburg 1908. Ann. Physik IV. Folge, Bd. 27 (1908).
- [12] G. M. Watson, A treatise on the theory of Bessel functions. Cambridge 1922, S. 365.

# Über die Größe der Berichtigungsbeiwerte für Widerstand und Anstellwinkel bei Freistrahlen von elliptischem Querschnitt.

Von H. Muttray.

(Aus der Aerodynamischen Versuchsanstalt Göttingen.)

Bei Neubauten von Windkanälen mit offener Versuchsstrecke finden Freistrahlen mit elliptischem Querschnitt eine immer häufigere Anwendung, da diese bei gleichem Strahlquerschnitt und gleicher Geschwindigkeit (bzw. gleicher Gebläseleistung) größere Modellabmessungen zulassen. Bevorzugt wird hierbei das Halbachsenverhältnis 1:√2. Dieses Verhältnis ist für die theoretische Rechnung angenehm, der Einfluß der Strahlenden hält sich in erträglichen Grenzen und die bauliche Durchbildung des Windkanales ist wegen der nicht allzu großen Abweichung vom Kreisstrahl noch verhältnismäßig bequem. Nach Rechnungen von Glauert [1] sind bei elliptischem Strahlquerschnitt und elliptischer Auftriebsverteilung die infolge des endlichen Strahlquerschnittes auftretenden Störungsgeschwindigkeiten gleichmäßig über die Spannweite des Modelles verteilt, falls die Modellspannweite gleich dem Brennpunkt- abstand der Ellipse ist. Damit erhält man bei Flügeln mit annähernd elliptischer Auftriebsverteilung im endlich begrenzten Strahlquerschnitt die gleiche Auftriebsverteilung wie bei unbegrenzter Strömung, so daß in dieser Hinsicht besonders günstige Verhältnisse vorliegen.

### Gliederung.

- I. Ausdrücke für die Berichtigungsbeiwerte.
- II. Versuchsdurchführung.
- III. Besprechung der Ergebnisse.
- IV. Zusammenfassung.
- V. Schrifttum.

Die kreisförmige Düse des »Kleinen Windkanales« der AVA von 1,2 m Durchmesser wurde im Mai 1934 durch eine elliptische mit dem Halbachsenverhältnis 1:√2, bei einem großen Durchmesser von 1,5 m, ersetzt. Dadurch konnte auf eine Spannweite der Modelle von 1,0 m<sup>1</sup>) heraufgegangen werden. Die Änderung des Strahlquerschnittes machte eine neuerliche versuchsmäßige Bestimmung der Berichtigungsbeiwerte von Widerstand und Auftrieb notwendig. Das Ergebnis möge im folgenden mitgeteilt werden.

### I. Ausdrücke für die Berichtigungsbeiwerte.

Betrachten wir einen Flügel mit dem Auftrieb  $A$  in kg einmal in unbegrenzter und dann in endlich begrenzter Strömung mit dem Querschnitt  $F_0$ , so mögen die zugehörigen Anstellwinkel mit  $\alpha$  und  $\alpha'$ , die zugehörigen Widerstände mit  $W$  und  $W'$  in kg bezeichnet werden. Dann ergeben sich die Berichtigungsbeiwerte  $\vartheta$  für Widerstand und Anstellwinkel aus den Beziehungen [2]

$$\Delta W = W' - W = \frac{A^2}{8 q F_0} \cdot \vartheta_W$$

und

$$\Delta \alpha = \alpha' - \alpha = \frac{A}{8 q F_0} \cdot 57,3 \vartheta_{\alpha}$$

wobei theoretisch in erster Näherung

$$\vartheta_W = \vartheta_{\alpha}$$

ist ( $q$  = Staudruck in kg/m<sup>2</sup>).

### II. Versuchsdurchführung<sup>2)</sup>.

Die Berichtigungsbeiwerte  $\vartheta$  sind außer von der Form des Strahlquerschnittes noch von dem Verhältnis Flügelspannweite zu Strahlbreite abhängig [2]. Für die Ermittlung der Berichtigungsbeiwerte ist somit bei gegebenem Auftrieb die zugehörige Widerstandskraft und der zugehörige Anstellwinkel bei endlichem und unendlichem Strömungsquerschnitt an Flügeln verschiedener Spannweite zu messen.

Zweckmäßig wird, um die Meßgenauigkeit zu erhöhen, bei mehreren Auftriebsgrößen gemessen (Polarenaufnahme).

Schwierigkeiten macht die Ermittlung der Polare für unendlich ausgedehnte Strömung. Es wurde so vorgegangen, daß statt dessen bei einem im Verhältnis zur Flügelgröße sehr großen Strahlquerschnitt gemessen wurde und die noch verbleibenden sehr kleinen Unterschiede  $\Delta W^*$  und  $\Delta \alpha^*$  rechnerisch ermittelt bzw. die theoretischen  $\vartheta^*$ -Werte für die Bestimmung der  $W$ - und  $\alpha$ -Werte herangezogen wurden. Diese Messung fand im »Großen Windkanal« der AVA mit Kreisquerschnitt von 2,24 m Durchmesser bzw.  $F_0 = 4,0$  m<sup>2</sup> gegenüber  $F_0 = 1,255$  m<sup>2</sup> des »Kleinen Windkanales« statt. Betrachten wir z. B. einen Flügel von 1,0 m Spannweite und 0,2 m Tiefe ( $F = 0,2$  m<sup>2</sup>), so ist für den »Großen Windkanal«

$$\Delta W^* = \frac{A^2}{8 q 4,0} \cdot 1,0075$$

und für den »Kleinen Windkanal«

$$\Delta W = \frac{A^2}{8 q 1,255} \cdot 1,015.$$

Damit wird

$$\Delta W^* = \frac{1}{3,12} \cdot \Delta W.$$

Würde sich der wirkliche  $\vartheta_{\alpha}^*$ -Wert nun um z. B. 10 vH von dem theoretischen  $\vartheta_{\alpha}^*$ -Wert unterscheiden, so wäre  $\Delta W$  erst ungefähr 3 vH falsch gemessen. Die versuchsmäßige Nachprüfung des  $\vartheta_{\alpha}^*$ -Wertes ergab aber auf Grund einer Göttinger [2] und einer amerikanischen [3] Messung Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert.

Die für die Untersuchung verwendeten Modellflügel hatten folgende Ausmaße:

| Profil . . . . . Nr.    | 549 | 549 | 549 | 749 | 549 | 666 |
|-------------------------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| Spannweite $b$ . . . cm | 60  | 80  | 80  | 100 | 110 | 130 |
| Tiefe $t$ . . . . . cm  | 15  | 15  | 20  | 20  | 20  | 20  |

Es wurde also auch der Einfluß einer Flügeltiefenänderung untersucht.

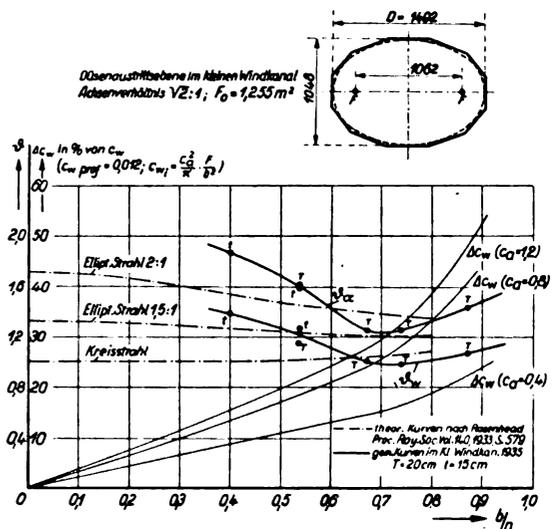


Abb. 1. Berichtigungsbeiwerte für Anstellwinkel ( $\vartheta_{\alpha}$ ) und Widerstand ( $\vartheta_W$ ) in Abhängigkeit vom Verhältnis Flügelspannweite  $b$  zu Strahlbreite  $D$ .

<sup>1)</sup> Dieses Maß entspricht der Spannweite der »Göttinger Normalflügel« des »Großen Windkanales« von 2,24 m Durchmesser.

<sup>2)</sup> Diese lag in den Händen von Herrn Fr. Freitag.



Von Einfluß auf die Berichtigungsbeiwerte ist noch der Abstand, in dem der Flügel von der Düsenaustrittsebene entfernt ist. Dieser betrug  $a = 60$  cm, gemessen bis zur Flügelvorderkante.

Aus den aufgenommenen Polaren<sup>3)</sup> wurden die  $\theta_{w-}$  und  $\theta_{c-}$ -Werte dadurch gewonnen, daß  $W$  über  $A^2$  und  $\alpha$  über  $A$  aufgetragen wurden. Es wurden praktisch genau Geraden erhalten, so daß sich also keine Abhängigkeit der Werte

$$\frac{\Delta W}{A^2} = \text{const} \cdot \theta_w \quad \text{und} \quad \frac{\Delta \alpha}{A} = \text{const} \cdot \theta_c$$

von der Größe des Auftriebes ergab. Die gewonnenen  $\theta$ -Werte sind in Abb. 1 über dem Verhältnis »Flügelspannweite  $b$ « zu »Strahlbreite  $D$ « (großer Durchmesser der Ellipse) getrennt für Widerstand und Anstellwinkel stark ausgezogen aufgetragen. Die strichpunktierten Kurven sind die theoretischen nach Rosenhead [4] für verschiedene Halbachsenverhältnisse der Ellipse.

### III. Besprechung der Ergebnisse.

Bei Betrachtung der Ergebnisse der Untersuchung fällt vor allem auf, daß im Gegensatz zur Theorie die  $\theta$ -Werte für Widerstand und Anstellwinkel verschieden groß sind. Die  $\theta_{c-}$ -Werte sind in dem untersuchten Bereich um etwa 25 bis 35 vH größer als die  $\theta_{w-}$ -Werte. Bei dem Werte  $b/D = 0,707$  haben die Kurven einen Kleinstwert und der Unterschied hat den geringsten Wert von 25 vH. Der Wert  $b/D = 0,707$  entspricht genau dem Verhältnis des Brennpunkt Abstandes zur Strahlbreite, so daß dieser Punkt besonders ausgezeichnet ist. Auch die theoretische Kurve zeigt in diesem Punkte, wenn auch nur sehr schwach ausgeprägt, einen Kleinstwert<sup>4)</sup>. Der Anstieg der Kurven rechts und links von  $b/D = 0,707$  kann vielleicht mit der geänderten Auftriebsverteilung erklärt werden (vgl. Abschnitt I).

Ungeklärt bleibt vorläufig noch die starke Abweichung der  $\theta_{c-}$ -Werte von den  $\theta_{w-}$ -Werten. Dieser Unterschied ist auch durch eine amerikanische Untersuchung bestätigt worden, die bei einem annähernd elliptischen Strahl (hochliegendes Rechteck mit seitlich angesetzten Halbkreisen) mit gleichem Halbachsenverhältnis 1 : 2 durchgeführt wurde. Diese Messung ist in Abb. 2 zusammen mit der unsrigen über  $b/D$  aufgetragen, wobei allerdings nur die nach dem bereits beschriebenen Verfahren (Auftragung von  $W$  über  $A^2$  und  $\alpha$  über  $A$ ) neu ausgewerteten drei Meßpunkte übernommen worden sind. Der Kurvenverlauf läßt sich ohne Zwang dem unsrigen anpassen.

Im Teil B, IV ihrer Arbeit »Korrektur des Abwindes in Windkanälen mit kreisrunden oder elliptischen Querschnitten<sup>5)</sup>« untersucht Frl. I. Lotz, wie weit der größere  $\theta_{c-}$ -Wert durch die Strahlkrümmung, m.a.W. durch die endliche Flügeltiefe erklärt werden kann und findet für den Kreisstrahl auf Grund von Messungen von Knight and Harris [3] nur dann eine leidliche Übereinstimmung, wenn  $b/D < 0,6$  ist. Mit  $b/D = 0,536$  ( $b = 80$  cm) bekommen wir in unserem Falle mit dem Ausdruck (35) der obigen Arbeit und einem Wert  $f'(0) = 2,53$  aus dem Teil C, II, 3 dieser Arbeit eine Erhöhung des  $\theta$ -Wertes um 6,3 vH bzw. 8,4 vH für jeweilig  $t = 15$  cm und  $t = 20$  cm statt um 30 vH. Die  $\theta_{c-}$ -Meßpunkte für veränderliche Tiefe zeigen einen Unterschied in dem errechneten Sinne. In den zu veränderlicher Tiefe gehörenden  $\theta_{w-}$ -Werten tritt ein solcher Unterschied in noch höherem Maße auf, kann aber natürlich nicht mit der Strahlkrümmung erklärt werden.

Gehen wir nun auf den Wert  $b/D = 0,707$  über, und rechnen mit einem von Frl. Lotz in ihrer Arbeit über die

<sup>3)</sup> Vor der Aufnahme der Polaren wurde der Freistrahlgang waagrecht ausgerichtet.

<sup>4)</sup> Vgl. hierzu auch [5]. Die dort unter Zugrundelegung eines Hufeisenwirbels durchgeführten Rechnungen ergeben genau für den Fall Spannweite gleich Brennpunkt Abstand den geringsten  $\theta$ -Wert.

<sup>5)</sup> Siehe S. 259.

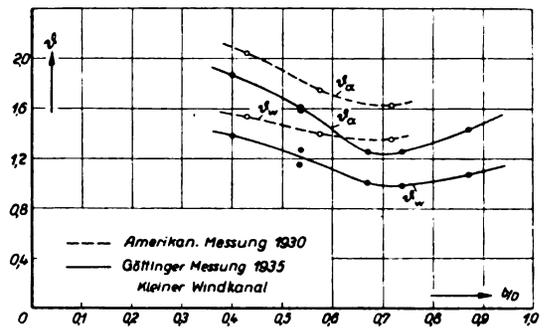


Abb. 2. Vergleich von amerikanischen und Göttinger Messungen.

Korrektur bei elliptischem Strahl noch angegebenen mittleren Werte  $f'(0) = 2,8$  — bei dem die Änderung von  $\theta$  über die Spannweite Berücksichtigung findet —, so bekommen wir für  $t = 20$  cm eine Erhöhung des  $\theta$ -Wertes um 9,3 vH statt 25 vH. Der Unterschied von  $\theta_{c-}$  und  $\theta_{w-}$  ist also nicht hinreichend erklärt.

Hinsichtlich der allgemeinen Größe der durch Versuch gewonnenen  $\theta$ -Werte im Vergleich zu den theoretischen ist ebenfalls keine Übereinstimmung erzielt worden und die amerikanische Messung stimmt wiederum nicht mit der unsrigen überein. In dem Punkte  $b/D = 0,707$  weicht die amerikanische  $\theta_{w-}$ -Kurve etwa ebenso viel (ungefähr 10 vH) nach oben von der theoretischen wie die unsrige nach unten ab.

All die genannten Unstimmigkeiten lassen darauf schließen, daß die normale Meßgenauigkeit von Drei-Komponenten-Messungen in kleinen Windkanälen vielleicht nicht ausreicht, um eine genaue Messung der  $\theta$ -Werte zuzulassen. Eine gewisse Unsicherheit besteht auch in der Ermittlung der Polaren für unendlich großen Strömungsquerschnitt. Es besteht ferner die Möglichkeit, daß die  $\theta$ -Werte jeweils von der besonderen Strahlbeschaffenheit und irgendwelchen besonderen geometrischen Daten der Versuchsstrecke eines Windkanales abhängig sind.

Wie wichtig es aber ist, wenigstens den  $\theta_{w-}$ -Wert genau zu kennen, geht aus den weiteren in Abb. 1 aufgenommenen Kurven des anteiligen Fehlers, um den sich ein gemessener Widerstand von dem bei unbegrenzter Strömung vorhandenen unterscheidet, hervor. Der Unterschied beträgt z. B., wenn elliptische Auftriebsverteilung und ein stetiger Widerstandsbeiwert  $c_{w, \text{prof.}} = 0,012$  angenommen wird, bei  $c_a = 1,2$  für den vorgegebenen »Kleinen Windkanal« etwa 30 vH. Die Kurven zeigen ferner, daß es ratsam ist, mit der Spannweite nicht wesentlich über den Betrag des Abstandes der Ellipsenbrennpunkte hinauszugehen, da dann ein sehr starker Anstieg des anteiligen Fehlers eintritt.

### IV. Zusammenfassung.

Es werden die Berichtigungsbeiwerte für Widerstand und Auftrieb bei einem elliptischen Freistrahlgang mit dem Achsenverhältnis 1 : 2 mitgeteilt. Die durch Versuch gewonnenen Werte unterscheiden sich wesentlich von den auf theoretischem Wege berechneten. Der Unterschied kann nur zu einem Teile mit der endlichen Tiefe des Modellflügels erklärt werden.

### V. Schrifttum.

- [1] Glauert, ARC-Rep. & Mem. Nr. 1470.
- [2] Ergebn. Aerodyn. Versuchsanst. Göttingen, Lfg. 1, S. 42.
- [3] Knight and Harris, NACA-Rep. Nr. 361.
- [4] Rosenhead, Proc. Roy. Soc., Lond. A. 140, S. 579.
- [5] Sanuki und Tani, The wall interference of a wind tunnel of elliptic cross-section. Proc. Phys. Math. Soc. Jap. Bd. 14 (1932), S. 592-603.

# Beitrag zum Problem des durch einen Freistrah hindurchgesteckten Tragflügels.

Von J. Stüper.

(Aus der Aerodynamischen Versuchsanstalt Göttingen.)

Das Problem des Tragflügels, der durch einen Freistrah hindurchgesteckt ist, hat aus folgenden Gründen gerade in letzter Zeit großes praktisches Interesse gefunden.

1. Bei Untersuchungen sehr großer Modelle im Windkanal ragen die Flügelenden über den Strahl hinaus [1], und die Kenntnis des Einflusses dieser Anordnung auf die Messungen ist erwünscht. Bisher hat man die Untersuchung an Modellen mit über den Strahlrand hinausstehenden Flügelenden nur bei Auftrieb Null oder sehr kleinen Auftrieben angewandt, da der Strahleinfluß rechnerisch nicht bestimmt werden konnte.
2. Bei der heute üblichen Einbauweise von Seitenmotoren in mehrmotorige Flugzeuge interessiert der Einfluß des Luftschraubenstrahls auf den in ihm liegenden Flügelteil. Von ganz besonderem Wert ist die Lösung dieses Problems für Untersuchungen der Längsstabilität. Bei dem hier behandelten Problem ist die Aufgabe zwar nicht vollständig erfaßt, da hier die Luft außerhalb des Strahls in Ruhe befindlich angenommen wird, während außerhalb des Propellerstrahls die Fluggeschwindigkeit herrscht.
3. Bei Freistrahlturbinen benutzt man Schaufeln, die den Strahl durchdringen.

Die vorliegende Aufgabe hat mehrere Bearbeitungen gefunden. Diese Arbeiten beschränken sich auf den rechteckigen Flügel ohne Verwindung. Für die praktische Anwendung ist jedoch das Problem des durch einen Freistrah hindurchgesteckten verwundenen Flügels besonders wichtig. Die Lösung dieser Aufgabe gibt auch Aufklärung über den Einfluß einer Strahldrehung, die im Hinblick auf den Schraubenstrahleinfluß beim Motoreinbau im Flügel von größter Bedeutung ist.

## Gliederung.

- I. Bisherige Arbeiten.
- II. Theoretischer Teil.
  1. Verwundener Tragflügel konstanter Tiefe, hindurchgesteckt durch einen Freistrah von rechteckigem Querschnitt.
  2. Verwundener Flügel mit veränderlicher Tiefe, hindurchgesteckt durch einen Freistrah von rechteckigem Querschnitt.
  3. Verwundener Flügel konstanter Tiefe, hindurchgesteckt durch einen Freistrah von Kreisquerschnitt.
  4. Verwundener Flügel veränderlicher Tiefe, hindurchgesteckt durch einen Freistrah von Kreisquerschnitt.
  5. Tragflügel durch rechteckigen Freistrah hindurchgesteckt, exzentrisch gelagert.
  6. Tragflügel durch einen Freistrah von Kreisquerschnitt hindurchgesteckt, exzentrisch gelagert.
- III. Experimenteller Teil.
- IV. Zusammenfassung.
- V. Schrifttum.

## I. Bisherige Arbeiten.

Bereits in der II. Mitteilung der Tragflügeltheorie gibt Prandtl [2] einen Weg an zur rechnerischen Erfassung der Vorgänge bei einem Flügel, der durch einen Kreisstrahl hindurchgesteckt ist. Er empfiehlt als Ansatz für die Zirkulationsverteilung eine Reihenentwicklung mit der Funktion  $\frac{R^2 - x^2}{R^2 + x^2}$  und ihren ungeraden Potenzen; also

$$\Gamma(x) = a_1 \frac{R^2 - x^2}{R^2 + x^2} + a_3 \left( \frac{R^2 - x^2}{R^2 + x^2} \right)^3 + a_5 \left( \frac{R^2 - x^2}{R^2 + x^2} \right)^5 + \dots$$

( $R$  = Strahlradius,  $x$  = Ordinate in Flügelerstreckung). Diese Reihe erfüllt die Spiegelbedingung für den Kreisstrahl:  $-f(R^2/x) = f(x)$  und verschwindet am Strahlrand.

K. Pohlhausen<sup>1)</sup> hat die Rechnung für die beiden ersten Reihenglieder durchgeführt und die Koeffizienten bestimmt für den Fall des Widerstandsminimums bei vorgegebenem Auftrieb.

In einer früheren Arbeit hat der Verfasser [3] Zirkulations- und Widerstandsverteilung berechnet für einen unverwundenen Flügel konstanter Tiefe, der durch die Mitte eines Freistrahls von rechteckigem oder kreisförmigem Querschnitt hindurchgesteckt ist. Die Lösung wurde erzielt mit Anwendung der Spiegelungsmethode. Der konstante geometrische Anstellwinkel wurde durch eine Fourier-Reihe dargestellt, die Zirkulationsverteilung als analoge Reihe mit zunächst unbekanntem Koeffizienten angesetzt. Dann ergab sich die am Ort des Flügels induzierte Abwärts-geschwindigkeit ebenfalls in Form einer Fourier-Reihe. Durch Vergleich entsprechender Glieder konnten die noch unbekanntem Koeffizienten ermittelt werden. Bei rechteckigen Strahlquerschnitten konnten die vorkommenden Reihensummen exakt bestimmt werden, während beim Kreisstrahl eine hinreichende Anzahl von Koeffizienten errechnet wurde. Durch Experimente konnten die Ergebnisse der Rechnungen bestätigt werden.

Pistolesi [4] behandelt in seiner Arbeit das Problem des Flügels durch einen Kreisstrahl. Er geht dabei von der Prandtl'schen Funktion aus und setzt an

$$\frac{R^2 - x^2}{R^2 + x^2} = \sin \theta$$

und entwickelt

$$\Gamma = V \sum_1^{\infty} a_n \sin n \theta.$$

Er behandelt den Fall des unverwundenen Flügels konstanter Tiefe sowie das Problem des Widerstandsminimums.

Glauert [5] bestimmt die Zirkulationsverteilung eines Flügels im Kreisstrahl mit Anwendung der trigonometrischen Methoden von Glauert-Munk-Lotz. Er führt die Rechnungen für den zylindrischen Flügel durch. Die Untersuchungen von Glauert sind (obwohl erst 1934 veröffentlicht) vermutlich vor 1932 entstanden, da ihm die Arbeiten von Pistolesi und dem Verfasser unbekannt sind.

An Messungen liegen noch vor die Versuche von Blenk und Fuchs [6], die aber nur orientierenden Charakter hatten, und deren quantitative Ergebnisse daher hier nicht herangezogen werden.

Ein Vergleich der Methoden Glauert:Pistolesi:Stüper ist in der Abb. 1 ausgeführt. Dargestellt ist die Zirkulationsverteilung eines durch einen Freistrah von Kreisquerschnitt hindurchgesteckten Flügels bei einem Verhältnis  $R/l = 3.125$ . Glauert hat seine Reihenentwicklung nach dem 4. Glied abgebrochen, Pistolesi hat nur 3 Glieder berücksichtigt; die Rechnungen des Verfassers sind bis zu elf Gliedern durchgeführt. Es sei hier auf eine grundsätzliche Schwierigkeit der benutzten Reihenentwicklungen hingewiesen. Die Singularität an der Durchstoßstelle verlangt<sup>2)</sup>, daß der Wert der Zirkulation bei Annäherung an den Strahlrand mit senkrechter Tangente verschwindet, also

$$\frac{d\Gamma(x)}{dx} \Big|_{x=R} = \infty \text{ ist.}$$

<sup>1)</sup> Vgl. L. Prandtl [2]; dort S. 56.  
<sup>2)</sup> J. Stüper [3]; dort S. 341.

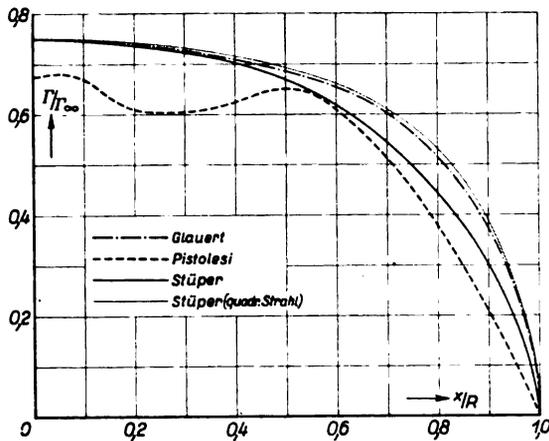


Abb. 1. Zirkulationsverteilung eines durch einen Kreisstrahl hindurchgesteckten Flügels.

Nun ist aber in der Prandtl'schen Entwicklung

$$\frac{d}{dx} \frac{R^2 - x^2}{R^2 + x^2} = \frac{1}{R} \text{ für } x = R.$$

Um den senkrechten Abfall von  $\Gamma(x)$  am Strahlrand zu erhalten, benötigt man daher von dieser Reihe eine große Anzahl von Gliedern zur Erzielung hinreichender Genauigkeit. Eine gleiche Schwierigkeit tritt bei der von Pistoletti und dem Verfasser vorgenommenen Wahl der Variablen auf. Diese Tatsache machte es erforderlich, in der früheren Arbeit trotz des großen erforderlichen Rechenaufwandes bis zu 11 Gliedern zu rechnen. Bei der von Glauert benutzten Variablen stellt das erste Glied der Reihe die elliptische Zirkulationsverteilung dar. Der senkrechte Abfall am Strahlrand ist also von vornherein in der Entwicklung enthalten. Zum Vergleich ist die Zirkulationsverteilung beim quadratischen Freistrahle (Kantenlänge =  $2R$ ) eingezeichnet. Es zeigt sich, daß sie von der Glauert'schen Zirkulationsverteilung für den Kreisstrahl nur sehr wenig abweicht. Aus einer weiter unten angegebenen Darstellung wird aber klar, daß die Zirkulationsverteilung eines Flügels auf Beschneiden des Strahls verhältnismäßig »empfindlich« ist. Es ist zu erwarten, daß die Störung in der Mitte der Verteilungskurve von Pistoletti durch Hinzunahme weiterer Glieder geglättet wird.

Der Vergleich der Rechnungen mit experimentellen Ergebnissen ist in den Abb. 2 und 3 wiedergegeben. Abb. 2 zeigt die Auftriebsverteilung über die Spannweite eines durch einen Kreisstrahl hindurchgesteckten Flügels ( $R/l = 2$ ), die aus Druckverteilungsmessungen<sup>3)</sup> bestimmt ist (eingezeichnete Kreise), während die gestrichelten Kurven die von Glauert und die ausgezogenen die vom Verfasser berechneten Verteilungskurven sind. Die Arbeit von Pistoletti konnte hier nicht herangezogen werden, da er seine Rechnungen nur für ein Seitenverhältnis ausgeführt hat. In Abb. 3 ist der theoretisch bestimmte Verlauf von  $\frac{dc_a}{d\alpha}$  verglichen mit Messungen, die im zweiten Teil der vorliegenden Untersuchung beschrieben sind.

II. Theoretischer Teil.

Bisher wurden die Rechnungen nur für den rechteckigen Flügel ohne Verwindung ausgeführt. Mit Rücksicht auf die praktische Anwendung war es angebracht, die Theorie auf allgemeine Flügelformen zu erweitern. Von besonderem Interesse ist die Aufgabe, die Vorgänge zu erfassen, wenn ein verwundener Flügel durch einen Freistrahle hindurchgesteckt ist. Die Lösung dieser Aufgabe gibt auch Aufklärung über den Einfluß einer Strahldrehung (Drall) auf den Flügel. Gerade der am meisten interessierende Luftschraubenstrahl hat im allgemeinen sehr starken Drall. Die Strahldrehung bewirkt ja in erster Linie am Flügel eine Änderung

der Anblasrichtung. Man kann daher diese Aufgabe so behandeln, als wenn der Strahl drehungsfrei sei und der Flügel eine entsprechende Verwindung besitze. Die Größe und der Verlauf der Verwindung läßt sich aus der vorgegebenen Strahldrehung, und der Strahlgeschwindigkeit leicht bestimmen.

1. Verwundener Tragflügel konstanter Tiefe, hindurchgesteckt durch einen Freistrahle von rechteckigem Querschnitt.

Wenn mitten durch einen Freistrahle von rechteckigem Querschnitt (Höhe  $h$ , Breite  $l$ ) ein verwundener Flügel hindurchgesteckt ist, so kann man die Bedingung auf den freien Grenzen wie üblich durch Spiegelung erfüllen. Die Strahlbedingung schreibt ja vor, daß durch den Flügel auf dem Strahlrand keine zusätzlichen Strömungsgeschwindigkeiten erzeugt werden dürfen. Allgemein erfüllt man diese Bedingung dadurch, daß man bei Annahme unendlich ausgedehnter Flüssigkeit die vom Flügel erzeugten Geschwindigkeitskomponenten in Strömungsrichtung auf der Fläche, die freie Grenze werden soll, durch Hinzufügen passend gewählter Zusatzströmungen zum Verschwinden bringt. Der Einfluß dieser Zusatzströmungen auf den Flügel ist der Einfluß der freien Grenze.

Läßt man bei einem Flügel den Anstellwinkel periodisch sich ändern derart, daß

$$\alpha(x) = -\alpha(2l - x) \text{ ist (Abb. 4),}$$

so sieht man leicht ein, daß auf den Ebenen

$$x = 0, \pm l, \pm 2l, \pm 3l, \dots$$

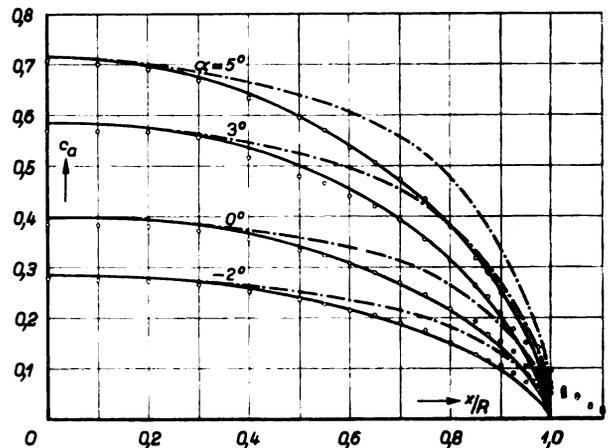


Abb. 2. Auftriebsverteilung beim Kreisstrahl.

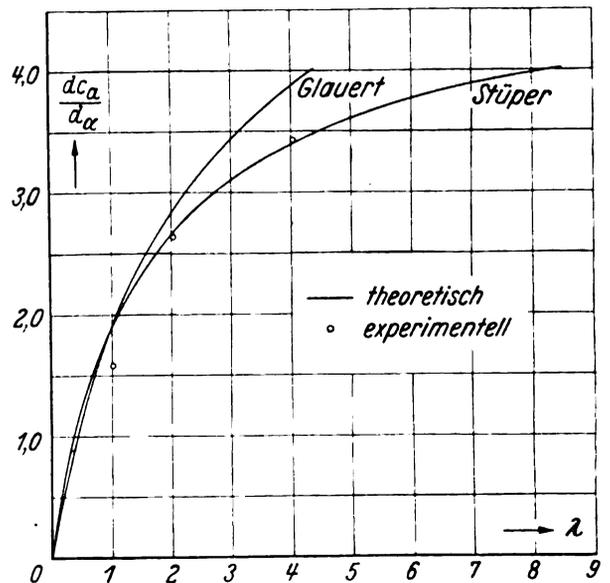


Abb. 3. Verlauf des Koeffizienten  $\frac{dc_a}{d\alpha}$ .

<sup>3)</sup> J. Stüper [3]; dort S. 349 ff.

die Strahlbedingung erfüllt ist. Den Anstellwinkel kann man durch eine Fourier-Reihe darstellen:

$$\alpha(x) = \alpha_0 \sum_1^{\infty} b_n \sin n \pi \frac{x}{l}.$$

$\alpha_0$  ist der Wert von  $\alpha$  bei  $x = 0$ ; die Koeffizienten  $b_n$  sind gegeben durch die harmonische Analyse der vorgegebenen Verwindung. Bilden wir jetzt ein Flügelgitter so, daß an den Stellen

$$z = 0, \pm h, \pm 2h, \pm 3h, \dots \quad (\text{Abb. 5})$$

Flügel obiger Art liegen, so wird auch auf den Ebenen

$$z = \pm h/2, \pm 3h/2, \pm 5h/2, \dots$$

keine Geschwindigkeit in Strömungsrichtung induziert. Zu jedem Flügelement läßt sich ein entsprechend gelagertes Element angeben, das auf diesen Ebenen eine dem Betrag nach gleiche aber entgegengesetzt gerichtete Geschwindigkeit induziert, so daß die Resultierende verschwindet. Durch diese Anordnung wird also die Strahlbedingung für die vorliegende Aufgabe erfüllt.

Die durch dieses System am Ort des Flügels induzierte Abwärtsgeschwindigkeit ist<sup>4)</sup>

$$w(x) = \frac{1}{4h} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\Gamma(x_1)}{dx_1} \text{Cotg} \frac{\pi}{h} (x - x_1) dx_1.$$

Nun setzen wir mit zunächst unbekanntem Koeffizienten an:

$$\Gamma(x) = \Gamma_0 \sum_1^{\infty} a_n \sin n \pi \frac{x}{l}$$

mit

$$\Gamma_0 = \frac{c V t \alpha_0}{2}$$

( $c = \frac{d c_{ax}}{d \alpha}$ ;  $V =$  Anblasgeschwindigkeit;  $t =$  Flügeltiefe).

Dann ist

$$w(x) = \Gamma_0 \sum_1^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{a_n n \pi}{4 h l} \text{Cotg} \frac{\pi}{h} (x - x_1) \cos n \pi \frac{x_1}{l} dx_1.$$

<sup>4)</sup> J. Stüper [3]; dort S. 341.

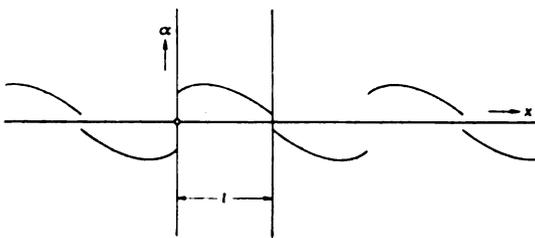


Abb. 4. Spiegelung des Anstellwinkels.

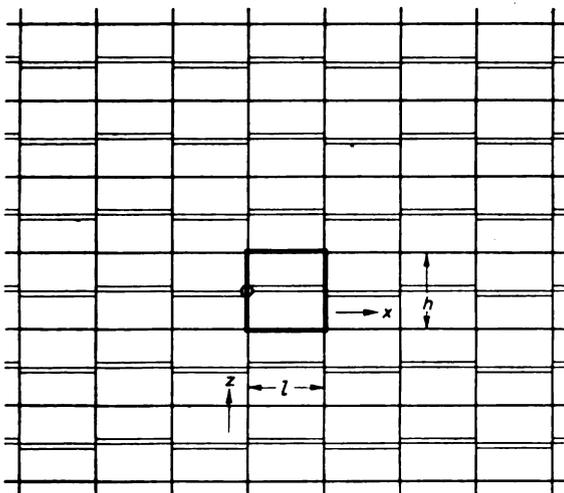


Abb. 5. Spiegelungsschema für rechteckigen Strahlquerschnitt.

Nach kurzer Rechnung ergibt sich

$$w(x) = \Gamma_0 \sum_1^{\infty} \frac{a_n n \pi}{4 l} \frac{e^{n \frac{h}{l} \pi} + 1}{e^{n \frac{h}{l} \pi} - 1} \sin n \pi \frac{x}{l}.$$

In die aus der Tragflügeltheorie bekannte Gleichung

$$\Gamma(x) = \frac{c V t}{2} \left[ \alpha(x) - \frac{w(x)}{V} \right]$$

setzen wir die obigen Fourier-Reihen für  $\Gamma(x)$ ,  $\alpha(x)$  und  $w(x)$  ein. Durch Koeffizientenvergleich ergibt sich dann

$$a_n = \frac{b_n}{n \frac{h}{l} \pi} \frac{1 + \frac{n}{\lambda} \frac{e^{n \frac{h}{l} \pi} + 1}{e^{n \frac{h}{l} \pi} - 1}}{\quad} \quad \text{mit} \quad \frac{8 l}{c t \pi} = \lambda.$$

Als Beispiel wurde die Zirkulationsverteilung eines Flügels berechnet, der durch einen quadratischen Freistrah hindurchgesteckt ist. Die Verwindung hat den in Abb. 6 dargestellten linearen Verlauf. Es ist

$$b_n = \frac{2}{\pi n}.$$

Den Verlauf der Zirkulationsverteilung bei verschiedenem Seitenverhältnis zeigt Abb. 7; in Abb. 8 ist die Abhängigkeit der Zirkulationsstärken von  $\lambda$  dargestellt, während die errechneten Werte in Tafel I wiedergegeben sind.

Tafel I.

| $\lambda$ | $x/l =$ |       |       |       |
|-----------|---------|-------|-------|-------|
|           | 0,0625  | 0,125 | 0,25  | 0,375 |
| 1         | 0,182   | 0,216 | 0,190 | 0,108 |
| 2         | 0,295   | 0,341 | 0,280 | 0,150 |
| 3         | 0,371   | 0,423 | 0,329 | 0,174 |
| 4         | 0,435   | 0,474 | 0,364 | 0,188 |
| 5         | 0,483   | 0,514 | 0,389 | 0,197 |
| 6         | 0,518   | 0,545 | 0,406 | 0,205 |
| 7         | 0,549   | 0,569 | 0,420 | 0,209 |
| 8         | 0,575   | 0,589 | 0,429 | 0,213 |
| 9         | 0,597   | 0,606 | 0,438 | 0,216 |
| $\infty$  | 0,875   | 0,750 | 0,500 | 0,250 |

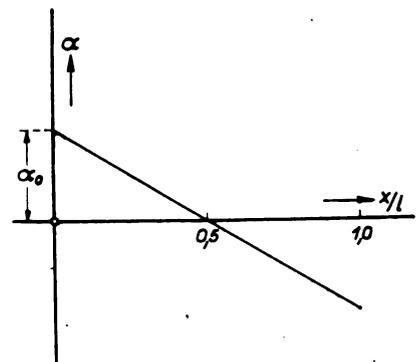


Abb. 6. Verwindung des Flügels.

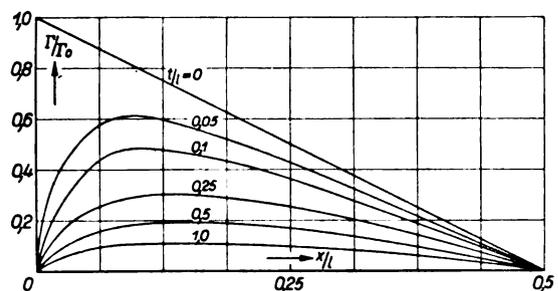


Abb. 7. Zirkulationsverteilung des linear verwindenen Flügels, hindurchgesteckt durch einen quadratischen Freistrah.

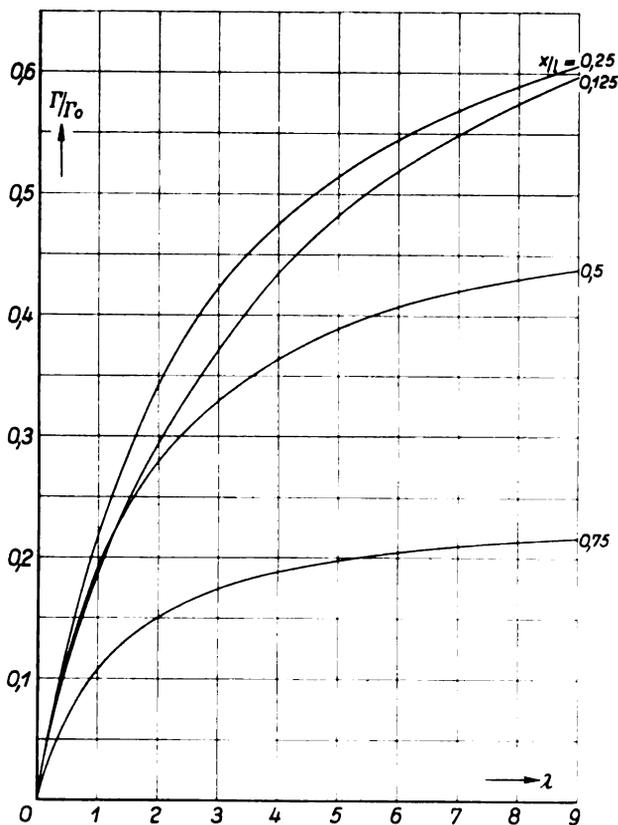


Abb. 8. Zirkulationsstärke in Abhängigkeit von  $\lambda$ .

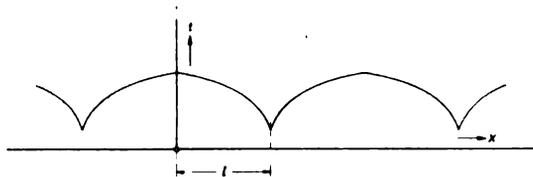


Abb. 9. Spiegelung der Flügeltiefe.

**2. Verwundener Flügel mit veränderlicher Tiefe, hindurchgesteckt durch einen Freistrahл von rechteckigem Querschnitt.**

Wenn der durch einen Rechteckstrahl hindurchgesteckte Flügel außer Verwindung noch veränderliche Flügeltiefe hat, so ist außer der oben beschriebenen periodischen Anstellwinkeländerung auch die Flügeltiefe periodisch zu

$$\begin{aligned}
 a_1 \left( 1 + \frac{\gamma_1 b_0}{\lambda} - \frac{\gamma_1 b_2}{2\lambda} \right) &= \frac{1}{2} \left[ \beta_1 b_0 + \beta_1 (b_0 - b_2) + \beta_2 (b_1 - b_3) + \beta_3 (b_2 - b_4) + \dots \right] \\
 &\quad - \frac{1}{2\lambda} \left[ a_2 \gamma_2 (b_1 - b_3) + a_3 \gamma_3 (b_2 - b_4) + a_4 \gamma_4 (b_3 - b_5) + \dots \right] \\
 a_2 \left( 1 + \frac{\gamma_2 b_0}{\lambda} - \frac{\gamma_2 b_4}{2\lambda} \right) &= \frac{1}{2} \left[ \beta_2 b_0 + \beta_1 (b_1 - b_3) + \beta_2 (b_0 - b_4) + \beta_3 (b_1 - b_5) + \dots \right] \\
 &\quad - \frac{1}{2\lambda} \left[ a_1 \gamma_1 (b_1 - b_3) + a_3 \gamma_3 (b_1 - b_5) + a_4 \gamma_4 (b_2 - b_6) + \dots \right] \\
 a_3 \left( 1 + \frac{\gamma_3 b_0}{\lambda} - \frac{\gamma_3 b_6}{2\lambda} \right) &= \frac{1}{2} \left[ \beta_3 b_0 + \beta_1 (b_2 - b_4) + \beta_2 (b_1 - b_5) + \beta_3 (b_0 - b_6) + \dots \right] \\
 &\quad - \frac{1}{2\lambda} \left[ a_1 \gamma_1 (b_2 - b_4) + a_2 \gamma_2 (b_1 - b_5) + a_4 \gamma_4 (b_1 - b_7) + \dots \right] \\
 a_4 \left( 1 + \frac{\gamma_4 b_0}{\lambda} - \frac{\gamma_4 b_8}{2\lambda} \right) &= \frac{1}{2} \left[ \beta_4 b_0 + \beta_1 (b_3 - b_5) + \beta_2 (b_2 - b_6) + \beta_3 (b_1 - b_7) + \dots \right] \\
 &\quad - \frac{1}{2\lambda} \left[ a_1 \gamma_1 (b_3 - b_5) + a_2 \gamma_2 (b_2 - b_6) + a_3 \gamma_3 (b_1 - b_7) + \dots \right] \\
 &\vdots
 \end{aligned}$$

<sup>3)</sup> J. Stüper [3]; dort S. 344. Es sei hier auf einen Druckfehler hingewiesen; die linke Seite des Gleichungsschemas auf Seite 347 unten muß lauten

$$a_1 \left( 2b_0 + \frac{2}{\lambda} - b_2 \right); a_2 \left( 2b_0 + \frac{6}{\lambda} - b_4 \right); a_3 \left( 2b_0 + \frac{10}{\lambda} - b_6 \right); \dots$$

ändern, und zwar, wie Abb. 9 zeigt, derart, daß

$$t(x) = t(2l - x)$$

ist.  $t(x)$  wird in eine Fourier-Reihe entwickelt

$$t(x) = t_0 \sum_0^{\infty} b_m \cos m \pi \frac{x}{l} \quad t_0 = t \text{ für } x = 0.$$

Ferner haben wir

$$\chi(x) = \chi_0 \sum_1^{\infty} \beta_p \sin p \pi \frac{x}{l}.$$

Man setzt an

$$\Gamma(x) = \Gamma_0 \sum_1^{\infty} a_n \sin n \pi \frac{x}{l} \quad \left( \frac{c V t_0 \chi_0}{2} = \Gamma_0 \right)$$

und wir erhalten

$$w(x) = \Gamma_0 \sum_1^{\infty} \frac{a_n n \pi}{4 l} e^{-\frac{n \pi}{h} \frac{x}{l} + 1} \sin n \pi \frac{x}{l} \cdot e^{-\frac{n \pi}{h} \frac{x}{l} - 1}$$

Die Koeffizienten  $b_m$  und  $\beta_p$  sind durch die harmonischen Analysen der Anstellwinkel- und Flügeltiefenverteilung bekannt. Setzen wir obige Beziehungen in die Gleichung

$$\Gamma(x) = \frac{c V}{2} t(x) \left[ \chi(x) - \frac{w(x)}{V} \right]$$

ein, so erhalten wir

$$\begin{aligned}
 \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin n \pi \frac{x}{l} &= \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} b_m \beta_p \cos m \pi \frac{x}{l} \sin p \pi \frac{x}{l} \\
 &\quad - \frac{c t \pi}{8 l} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} a_n b_m n e^{-\frac{n \pi}{h} \frac{x}{l} + 1} \sin n \pi \frac{x}{l} \cos m \pi \frac{x}{l} \cdot e^{-\frac{n \pi}{h} \frac{x}{l} - 1}
 \end{aligned}$$

und mit  $\frac{8 l}{c t \pi} = \lambda$  und  $n e^{-\frac{n \pi}{h} \frac{x}{l} + 1} = \gamma_n$

ergibt sich

$$\begin{aligned}
 \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin n \pi \frac{x}{l} &= \frac{1}{2} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} b_m \beta_p \left[ \sin (p+m) \pi \frac{x}{l} + \sin (p-m) \pi \frac{x}{l} \right] \\
 &\quad - \frac{1}{2\lambda} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} a_n \gamma_n b_m \left[ \sin (n+m) \pi \frac{x}{l} + \sin (n-m) \pi \frac{x}{l} \right].
 \end{aligned}$$

Fassen wir die Koeffizienten entsprechender Glieder zusammen, so erhalten wir für die gesuchten Koeffizienten  $a_n$  nachstehendes Gleichungssystem; die Gleichungen sind nach der Methode der Iteration leicht lösbar:

**3. Verwundener Flügel konstanter Tiefe, hindurchgesteckt durch einen Freistrahл von Kreisquerschnitt.**

Das Problem des zylindrischen Flügels, der einen Kreisstrahl durchdringt, ist in der früheren Arbeit<sup>3)</sup> gelöst, indem

der Kreis konform auf einen Streifen abgebildet wurde. Die Strahlbedingung konnte dann wie üblich durch Spiegelung erfüllt werden. In der Ebene des Streifens ( $\xi$ - $\eta$ -Ebene) war die Gleichung

$$\frac{\Gamma(\xi)}{\Gamma_\infty} \frac{1}{1 + |\sin \xi|} = \frac{\pm 1}{1 + |\sin \xi|} - \frac{c t}{2 \Gamma_\infty} w(\xi)$$

zu erfüllen; Minuszeichen für die Intervalle  $(2p - 1)\pi < \xi < 2px$  und Pluszeichen für die Intervalle  $2px < \xi < (2p + 1)\pi$ . Bei einem verwundenen Flügel können wir den variablen, periodisch sich ändernden Anstellwinkel in der Form angeben

$$\alpha(\xi) = \alpha_0 f(\xi) \quad \alpha_0 = \alpha \text{ für } \xi = 0.$$

Wir haben dann

$$\frac{\Gamma(\xi)}{\Gamma_0} \frac{1}{1 + |\sin \xi|} = \frac{f(\xi)}{1 + |\sin \xi|} - \frac{c t}{2 \Gamma_0} w(\xi) \quad \left( \frac{c V t \alpha_0}{2} = \Gamma_0 \right).$$

Wir entwickeln

$$\frac{1}{1 + |\sin \xi|} = \sum_0^\infty b_{2m} \cos 2m \xi \text{ und}$$

$$\begin{aligned} a_1 \left( \frac{2}{\lambda} + 2b_0 - b_2 \right) &= 2\beta_1 - [ a_3(b_2 - b_4) + a_5(b_4 - b_6) + \dots ] \\ a_2 \left( \frac{4}{\lambda} + 2b_0 - b_4 \right) &= 2\beta_2 - [ a_4(b_2 - b_6) + a_6(b_4 - b_8) + \dots ] \\ a_3 \left( \frac{6}{\lambda} + 2b_0 - b_6 \right) &= 2\beta_3 - [ a_1(b_2 - b_4) + a_5(b_2 - b_8) + a_7(b_4 - b_{10}) \dots ] \\ a_4 \left( \frac{8}{\lambda} + 2b_0 - b_8 \right) &= 2\beta_4 - [ a_2(b_2 - b_6) + a_6(b_2 - b_{10}) + \dots ] \\ a_5 \left( \frac{10}{\lambda} + 2b_0 - b_{10} \right) &= 2\beta_5 - [ a_1(b_4 - b_6) + a_3(b_2 - b_8) + a_7(b_2 - b_{12}) \dots ] \\ &\vdots \end{aligned}$$

Dieses Gleichungssystem ist durch Iteration lösbar.

4. Verwundener Flügel veränderlicher Tiefe, hindurchgesteckt durch einen Freistrahл von Kreisquerschnitt.

Diesen Fall können wir ähnlich wie die vorigen lösen. Die Randbedingung wird auch hier durch Spiegelung erfüllt derart, daß

$$t(\xi) = t_0 e^{i(\xi - \eta)} \text{ und } \alpha(\xi) = -\alpha_0 e^{i(\xi - \eta)}$$

ist. Es ist also in der  $\xi$ - $\eta$ -Ebene die Gleichung

$$\frac{\Gamma(\xi)}{\Gamma_0} \frac{1}{1 + |\sin \xi|} = \frac{\alpha(\xi)}{1 + |\sin \xi|} - \frac{c t(\xi) w(\xi)}{2 \Gamma_0} \quad \left( \frac{c V \alpha_0 t_0}{2} = \Gamma_0, \alpha_0 = \alpha \text{ für } \xi = 0, t_0 = t \text{ für } \xi = 0 \right)$$

zu erfüllen. Wir entwickeln

$$\frac{1}{1 + |\sin \xi|} = \sum_0^\infty b_{2m} \cos 2m \xi,$$

und

$$\frac{\alpha(\xi)}{1 + |\sin \xi|} = \alpha_0 \sum_1^\infty \beta_n \sin n \xi,$$

$$\begin{aligned} a_1 \left( 2b_0 - b_2 + \frac{2d_0 - d_2}{\lambda} \right) &= 2\beta_1 - [ a_2(d_1 - d_3) + a_3(d_2 - d_4) + a_4(d_3 - d_5) + a_5(d_4 - d_6) + \dots ] \\ &\quad - [ a_3(b_2 - b_4) + a_5(b_4 - b_6) + a_7(b_6 - b_8) + \dots ] \\ a_2 \left( 2b_0 - b_4 + \frac{4d_0 - 2d_1}{\lambda} \right) &= 2\beta_2 - [ a_1(d_1 - d_3) + a_3(d_1 - d_5) + a_4(d_2 - d_6) + a_5(d_3 - d_7) + \dots ] \\ &\quad - [ a_4(b_2 - b_6) + a_6(b_4 - b_8) + \dots ] \\ a_3 \left( 2b_0 - b_6 + \frac{6d_0 - 3d_6}{\lambda} \right) &= 2\beta_3 - [ a_1(d_2 - d_4) + a_2(d_1 - d_5) + a_4(d_1 - d_7) + a_5(d_2 - d_8) + \dots ] \\ &\quad - [ a_1(b_2 - b_4) + a_5(b_2 - b_8) + a_7(b_4 - b_{10}) + \dots ] \\ a_4 \left( 2b_0 - b_8 + \frac{8d_0 - 4d_8}{\lambda} \right) &= 2\beta_4 - [ a_1(d_3 - d_5) + a_2(d_4 - d_6) + a_3(d_1 - d_7) + a_5(d_1 - d_9) + \dots ] \\ &\quad - [ a_2(b_2 - b_6) + a_6(b_2 - b_{10}) + \dots ] \\ &\vdots \end{aligned}$$

$$\frac{f(\xi)}{1 + |\sin \xi|} = \sum_1^\infty \beta_n \sin n \xi.$$

Die Koeffizienten  $b_{2m}$  und  $\beta_n$  sind durch harmonische Analyse der vorgegebenen Funktionen

$$\frac{1}{1 + |\sin \xi|} \text{ und } \frac{f(\xi)}{1 + |\sin \xi|}$$

zu ermitteln. Wir setzen dann an:

$$\frac{\Gamma(\xi)}{\Gamma_0} = \sum_1^\infty a_n \sin n \xi;$$

damit wird

$$\frac{w(\xi)}{\Gamma_0} = \frac{1}{4} \sum_1^\infty a_n n \sin n \xi,$$

und mit  $8/ct = \lambda$  erhält man

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \sum_{n=1}^\infty \sum_{m=0}^\infty a_n b_{2m} [\sin(n + 2m)\xi + \sin(n - 2m)\xi] \\ = \sum_{n=1}^\infty \left( \beta_n - \frac{n}{\lambda} a_n \right) \sin n \xi. \end{aligned}$$

Durch Koeffizientenvergleich erlangt man für  $a_n$  die Bestimmungsgleichungen:

ferner

$$t(\xi) = t_0 \sum_0^\infty d_p \cos p \xi$$

und mit dem Ansatz

$$\frac{\Gamma(\xi)}{\Gamma_0} = \sum_1^\infty a_n \sin n \xi$$

wird

$$\frac{w(\xi)}{\Gamma_0} = \frac{1}{4} \sum_1^\infty a_n n \sin n \xi.$$

Diese Beziehungen in obige Gleichung eingesetzt ergibt

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \sum_{n=1}^\infty \sum_{m=0}^\infty a_n b_{2m} [\sin(n + 2m)\xi + \sin(n - 2m)\xi] \\ = \sum_{n=1}^\infty \beta_n \sin n \xi \\ - \frac{1}{2\lambda} \sum_{p=0}^\infty \sum_{n=1}^\infty d_p a_n n [\sin(n + p)\xi + \sin(n - p)\xi]. \end{aligned}$$

Durch Koeffizientenvergleich erhalten wir nachstehendes Gleichungssystem, das durch Iteration zu lösen ist.

5. Tragflügel durch rechteckigen Freistrahл hindurchgesteckt, exzentrisch gelagert.

Durch einen Freistrahл mit rechteckigem Querschnitt von der Höhe  $h$  und der Breite  $l$  (Abb. 10) ist ein Flügel normal zu den Seitengrenzen hindurchgesteckt. Der Abstand des Flügels von der oberen Strahlgrenze sei gleich  $s$ ; dann führen wir als Maß für die Verlagerung aus der Mitte (Exzentrizität) die Größe

$$E = 1 - 2s/h$$

ein. Die Erfüllung der Randbedingung an den Strahlgrenzen kann auf folgende Weise erreicht werden. Bei Annahme unendlich ausgedehnter Flüssigkeit befinde sich in der  $x$ -Achse ein Flügel, dessen Anstellwinkel periodisch zwischen den Werten  $+\alpha$  und  $-\alpha$  springt; die Periode ist gleich  $2l$ , und die Sprungstellen sind an den Stellen  $x = 0, \pm l, \pm 2l, \pm 3l, \dots$ . Durch diese Anordnung wird die Strahlbedingung auf den seitlichen freien Grenzen erfüllt. Die Bedingung für die parallel zur  $x$ -Achse liegenden Strahlgrenzen können wir durch Anwendung der Spiegelungsmethode befriedigen. Wenn wir ein Flügelgitter so zusammensetzen, daß an den Stellen

$$z = 0, 2s, \pm 2h, \pm 2h + 2s, \pm 4h, \pm 4h + 2s, \dots$$

ein Flügel mit periodischer Anstellwinkeländerung (s. o.) liegt, so ist leicht einzusehen, daß diese Anordnung gerade die geforderten Strahlbedingungen erfüllt (Abb. 10).

Für die Rechnung spalten wir dieses Flügelgitter auf in einen symmetrischen Teil, bestehend aus den Flügeln an den Stellen  $z = 0, \pm 2h, \pm 4h, \dots$  ( $0, \pm 1, \pm 2$  in Abb. 10) und einen unsymmetrischen Teil, umfassend die Flügel an den Stellen  $z = 2s, \pm 2h + 2s, \pm 4h + 2s, \dots$  ( $\pm I, \pm II, \dots$  in Abb. 10). Der unsymmetrische Teil erfaßt den Einfluß der Exzentrizität. Nach der Tragflügeltheorie ist:

$$w_{(z)} = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{d\Gamma_{(z_1)}}{dx_1} \frac{(x-x_1) dx_1}{(x-x_1)^2 + (2mh)^2} + \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{d\Gamma_{(z_1)}}{dx_1} \frac{(x-x_1) dx_1}{(x-x_1)^2 + \left[ \left(m + \frac{1-E}{2}\right) 2h \right]^2}$$

Nun ist  $\theta$ ):

$$\frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{d\Gamma_{(z_1)}}{dx_1} \frac{(x-x_1) dx_1}{(x-x_1)^2 + (2mh)^2} = \frac{1}{8h} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\Gamma_{(z_1)}}{dx_1} \operatorname{Cotg} \frac{\pi(x-x_1)}{2h} dx_1$$

und

$$\frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{d\Gamma_{(z_1)}}{dx_1} \frac{(x-x_1) dx_1}{(x-x_1)^2 + \left[ \left(m + \frac{1-E}{2}\right) 2h \right]^2} = \frac{1}{8\pi h} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{d\Gamma_{(z_1)}}{dx_1} \frac{\frac{x-x_1}{2h} dx_1}{\left(\frac{x-x_1}{2h}\right)^2 + \left(m + \frac{1-E}{2}\right)^2} + \frac{1}{8\pi h} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{d\Gamma_{(z_1)}}{dx_1} \frac{\frac{x-x_1}{2h} dx_1}{\left(\frac{x-x_1}{2h}\right)^2 + \left(m + \frac{1+E}{2}\right)^2}$$

Den periodisch sich ändernden Anstellwinkel entwickeln wir in eine Fourier-Reihe:

$$\alpha_{(z)} = \alpha^* \frac{4}{\pi} \sum_1^{\infty} \frac{\sin n\pi \frac{x}{l}}{n} \quad (n \text{ ungerade})$$

und machen für die Zirkulationsverteilung einen analogen Ansatz mit zunächst unbekanntem Koeffizienten:

$$\Gamma_{(z)} = \Gamma_{\infty} \sum_1^{\infty} a_n \sin n\pi \frac{x}{l}$$

<sup>\*)</sup> J. Stüper [3]; dort S. 341.

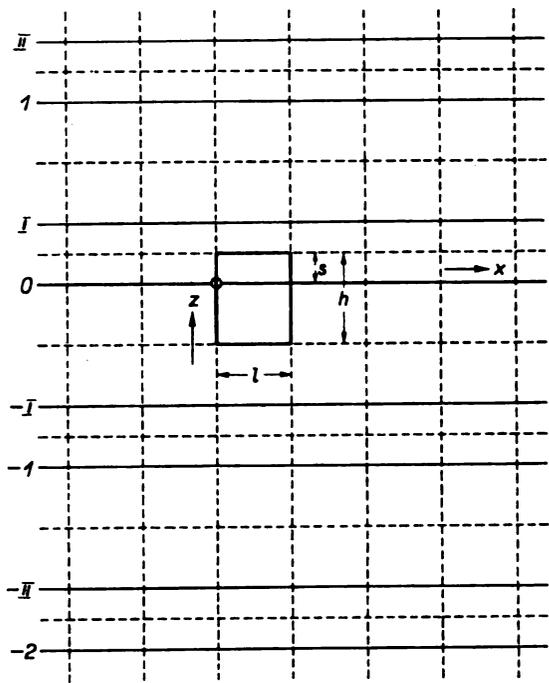


Abb. 10. Spiegelungsschema für den exzentrisch durch einen rechteckigen Freistrahл hindurchgesteckten Flügel.

Führen wir diesen Ansatz in obige Gleichungen ein, so erhalten wir mit  $\frac{x-x_1}{2h} = \xi$ :

$$w_{(z)} = \Gamma_{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n n \pi}{4l} \frac{e^{\frac{2n\pi h}{l}} + 1}{e^{\frac{2n\pi h}{l}} - 1} \sin n\pi \frac{x}{l} + \frac{\Gamma_{\infty}}{8\pi h} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{a_n n \pi}{l} \frac{\xi \cdot \cos n\pi \frac{x_1}{l} \cdot dx_1}{\xi^2 + \left(m + \frac{1-E}{2}\right)^2} + \frac{\Gamma_{\infty}}{8\pi h} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{a_n n \pi}{l} \frac{\xi \cos n\pi \frac{x_1}{l}}{\xi^2 + \left(m + \frac{1+E}{2}\right)^2} dx_1$$

Wir betrachten das Integral

$$J = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\xi \cos n\pi \frac{x_1}{l}}{\xi^2 + \left(m + \frac{1-E}{2}\right)^2} dx_1 = 2h \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\xi \cos \frac{n\pi}{l} (x-2h\xi)}{\xi^2 + \left(m + \frac{1-E}{2}\right)^2} d\xi = 2h \cos n\pi \frac{x}{l} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\xi \cos 2n\pi \frac{h}{l} \xi}{\xi^2 + \left(m + \frac{1-E}{2}\right)^2} d\xi + 2h \sin n\pi \frac{x}{l} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\xi \sin 2n\pi \frac{h}{l} \xi}{\xi^2 + \left(m + \frac{1-E}{2}\right)^2} d\xi$$

Nun ist:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\xi \cos 2n\pi \frac{h}{l} \xi}{\xi^2 + \left(m + \frac{1-E}{2}\right)^2} d\xi = 0$$

und

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\xi \sin 2n\pi \frac{h}{l} \xi}{\xi^2 + \left(m + \frac{1-E}{2}\right)^2} d\xi = \pi e^{-2n\pi \frac{h}{l} \left(m + \frac{1-E}{2}\right)}$$

und somit

$$J = 2h\pi e^{-2n\pi \frac{h}{l} \left(m + \frac{1-E}{2}\right)} \cdot \sin n\pi \frac{x}{l}$$

Damit erhält man endlich

$$\begin{aligned} w(x) &= \frac{\Gamma_{\infty} \pi}{4l} \sum_{n=1}^{\infty} a_n n \frac{e^{-2n\pi \frac{h}{l}} + 1}{e^{2n\pi \frac{h}{l}} - 1} \sin n\pi \frac{x}{l} \\ &+ \frac{\Gamma_{\infty} \pi}{4l} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} a_n n e^{-2n\pi \frac{h}{l} \left(m + \frac{1-E}{2}\right)} \sin n\pi \frac{x}{l} \\ &+ \frac{\Gamma_{\infty} \pi}{4l} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} a_n n e^{-2n\pi \frac{h}{l} \left(m + \frac{1+E}{2}\right)} \sin n\pi \frac{x}{l} \end{aligned}$$

Setzen wir in die bekannte Gleichung der Tragflügeltheorie  $\Gamma(x) = \frac{cVt}{2} \left[ \alpha(x) - \frac{w(x)}{V} \right]$  die Fourier-Reihen für  $\Gamma(x)$ ,  $\alpha(x)$  und  $w(x)$  ein, so erhalten wir mit  $\frac{cVt\alpha^*}{2} = \Gamma_{\infty}$  die Gleichung:

$$\sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin n\pi \frac{x}{l} = \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{4\pi}{n} - \frac{c t \pi}{8l} \left[ a_n n \frac{e^{-2n\pi \frac{h}{l}} + 1}{e^{2n\pi \frac{h}{l}} - 1} - a_n n \sum_{m=0}^{\infty} \left( e^{-2n\pi \frac{h}{l} \left(m + \frac{1-E}{2}\right)} + e^{-2n\pi \frac{h}{l} \left(m + \frac{1+E}{2}\right)} \right) \right] \right\} \sin n\pi \frac{x}{l}$$

Setzen wir  $\frac{8l}{c t \pi} = \lambda$ , so erhalten wir durch Koeffizientenvergleich:

$$\begin{aligned} a_n &= \frac{4}{\pi n \left\{ 1 + \frac{n}{\lambda} \left[ \frac{e^{-2n\pi \frac{h}{l}} + 1}{e^{2n\pi \frac{h}{l}} - 1} + \sum_{m=0}^{\infty} \left( e^{-2n\pi \frac{h}{l} \left(m + \frac{1-E}{2}\right)} + e^{-2n\pi \frac{h}{l} \left(m + \frac{1+E}{2}\right)} \right) \right] \right\}} \\ &= \frac{4}{\pi n \left\{ 1 + \frac{n}{\lambda} \left[ \frac{1+e^{-2n\pi \frac{h}{l}}}{1-e^{-2n\pi \frac{h}{l}}} + \left( e^{-2n\pi \frac{h}{l} \frac{1-E}{2}} + e^{-2n\pi \frac{h}{l} \frac{1+E}{2}} \right) \sum_{m=0}^{\infty} e^{-2nm\pi \frac{h}{l}} \right] \right\}} \end{aligned}$$

Es zeigt sich, daß es vollauf genügt, von der aus der Division

$$\frac{1+e^{-2n\pi \frac{h}{l}}}{1-e^{-2n\pi \frac{h}{l}}}$$

sich ergebenden Reihe sowie von der Summe

$$\sum_{m=0}^{\infty} e^{-2nm\pi \frac{h}{l}}$$

die beiden ersten Glieder zu berücksichtigen; man erhält damit:

$$a_n = \frac{4}{\pi n \left\{ 1 + \frac{n}{\lambda} \left[ 1 + 2e^{-2n\pi \frac{h}{l}} + \left( e^{-2n\pi \frac{h}{l} \frac{1-E}{2}} + e^{-2n\pi \frac{h}{l} \frac{1+E}{2}} \right) \left( 1 + e^{-2n\pi \frac{h}{l}} \right) \right] \right\}}$$

Tafel II.

| E    | λ | x/l = |       |       |        | E    | λ | x/l = |       |       |        |
|------|---|-------|-------|-------|--------|------|---|-------|-------|-------|--------|
|      |   | 0,5   | 0,25  | 0,125 | 0,0625 |      |   | 0,5   | 0,25  | 0,125 | 0,0625 |
| 0,75 | 1 | 0,442 | 0,398 | 0,321 | 0,235  | 0,25 | 1 | 0,524 | 0,465 | 0,347 | 0,246  |
|      | 2 | 0,620 | 0,576 | 0,484 | 0,355  |      | 2 | 0,695 | 0,624 | 0,510 | 0,381  |
|      | 3 | 0,717 | 0,671 | 0,583 | 0,458  |      | 3 | 0,776 | 0,725 | 0,673 | 0,472  |
|      | 4 | 0,773 | 0,752 | 0,652 | 0,528  |      | 4 | 0,826 | 0,782 | 0,679 | 0,537  |
|      | 5 | 0,808 | 0,772 | 0,701 | 0,578  |      | 5 | 0,856 | 0,817 | 0,728 | 0,590  |
|      | 6 | 0,835 | 0,803 | 0,739 | 0,615  |      | 6 | 0,879 | 0,843 | 0,762 | 0,632  |
|      | 7 | 0,856 | 0,827 | 0,770 | 0,655  |      | 7 | 0,895 | 0,862 | 0,793 | 0,667  |
|      | 8 | 0,875 | 0,844 | 0,794 | 0,682  |      | 8 | 0,907 | 0,878 | 0,813 | 0,695  |
|      | 9 | 0,887 | 0,860 | 0,815 | 0,706  |      | 9 | 0,916 | 0,888 | 0,831 | 0,719  |
| 0,5  | 1 | 0,510 | 0,454 | 0,337 | 0,242  | 0    | 1 | 0,531 | 0,470 | 0,352 | 0,248  |
|      | 2 | 0,669 | 0,618 | 0,505 | 0,380  |      | 2 | 0,702 | 0,634 | 0,513 | 0,382  |
|      | 3 | 0,756 | 0,710 | 0,609 | 0,470  |      | 3 | 0,784 | 0,733 | 0,616 | 0,474  |
|      | 4 | 0,806 | 0,766 | 0,677 | 0,535  |      | 4 | 0,831 | 0,790 | 0,682 | 0,539  |
|      | 5 | 0,841 | 0,804 | 0,724 | 0,589  |      | 5 | 0,860 | 0,823 | 0,730 | 0,592  |
|      | 6 | 0,865 | 0,832 | 0,758 | 0,631  |      | 6 | 0,883 | 0,853 | 0,765 | 0,633  |
|      | 7 | 0,881 | 0,851 | 0,789 | 0,665  |      | 7 | 0,898 | 0,869 | 0,795 | 0,667  |
|      | 8 | 0,895 | 0,867 | 0,810 | 0,692  |      | 8 | 0,910 | 0,885 | 0,815 | 0,695  |
|      | 9 | 0,906 | 0,880 | 0,828 | 0,715  |      | 9 | 0,920 | 0,896 | 0,833 | 0,720  |



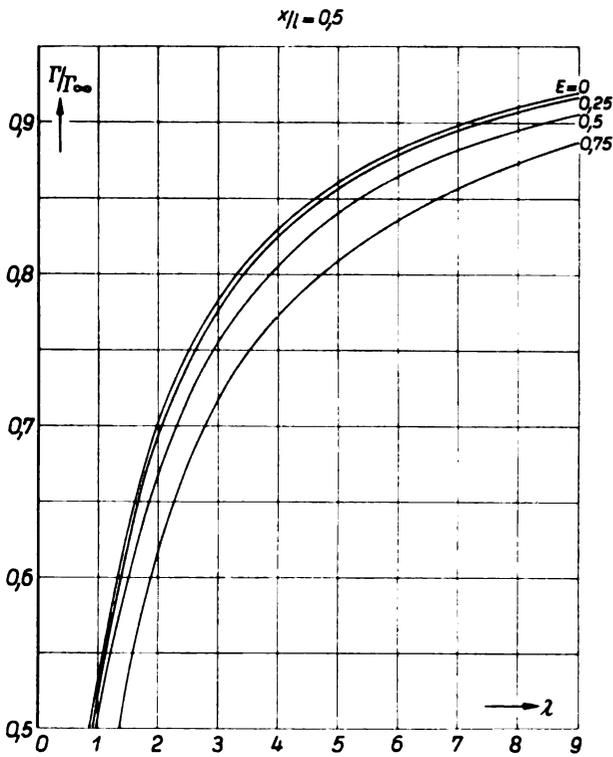


Abb. 11. Zirkulationsstärke in der Mitte in Abhängigkeit von  $\lambda$ .

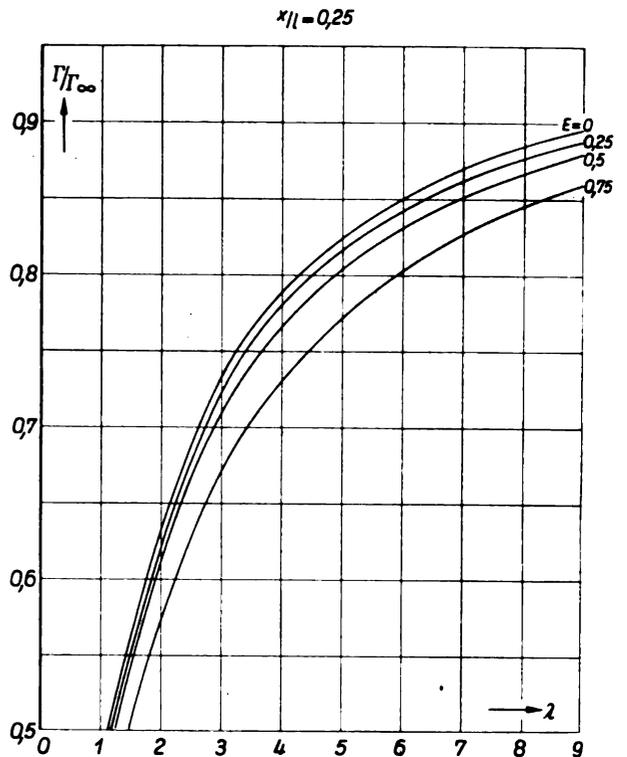


Abb. 12. Zirkulationsstärke bei  $x/l = 0,25$  in Abhängigkeit von  $\lambda$ .

Als Beispiel wurde die Aufgabe für den quadratischen Strahl ( $h/l = 1$ ) durchgerechnet. Gewählt wurden die Exzentrizitäten  $E = 0,25; 0,5$  und  $0,75$ . Die Rechnungen wurden durchgeführt für ganzzahlige Werte von  $\lambda$  von 1 bis 9, womit alle praktisch interessierenden Seitenverhältnisse erfaßt sind. Die Werte der Zirkulationsstärken an den verschiedenen Punkten des Flügels in Abhängigkeit von  $\lambda$  zeigen die Abb. 11, 12, 13 und 14. Die errechneten Zahlenwerte sind in Tafel II wiedergegeben. Zum Vergleich sind die Werte für den in der Mitte des Strahls liegenden Flügel

( $E = 0$ ) angegeben. Abb. 15 gibt die Zirkulationsverteilung über den Flügel bei den verschiedenen Graden der Exzentrizität wieder.

Aus den errechneten Zirkulationsverteilungen wurde der Gesamtauftrieb  $A$  eines Flügels bei verschiedenen Exzentrizitäten bestimmt. Das Verhältnis dieser Werte zu dem Wert  $A_0$  bei in Strahlmitte liegendem Flügel läßt den Einfluß der Exzentrizität erkennen. Den Verlauf der Kurven zeigt Abb. 16. Es ergibt sich, daß der Einfluß der Exzentrizität in dem praktisch am meisten interessierenden Ge-

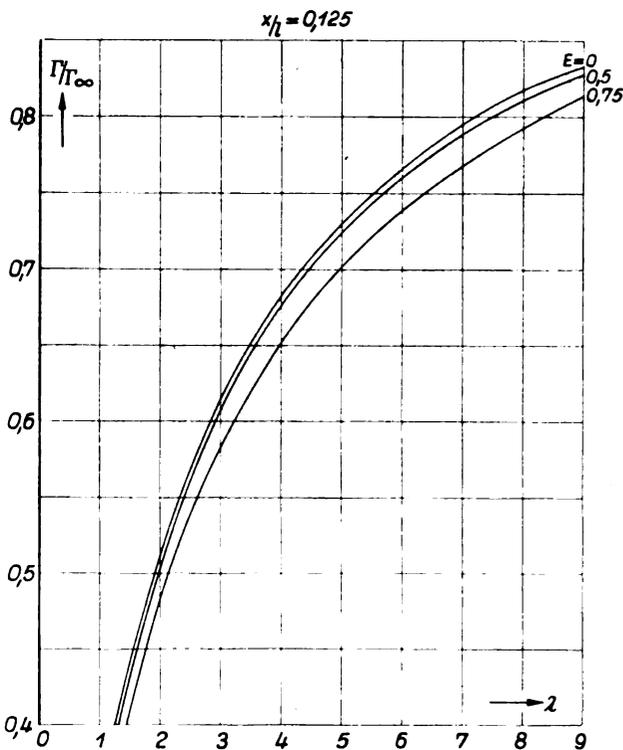


Abb. 13. Zirkulationsstärke bei  $x/l = 0,125$  in Abhängigkeit von  $\lambda$ .

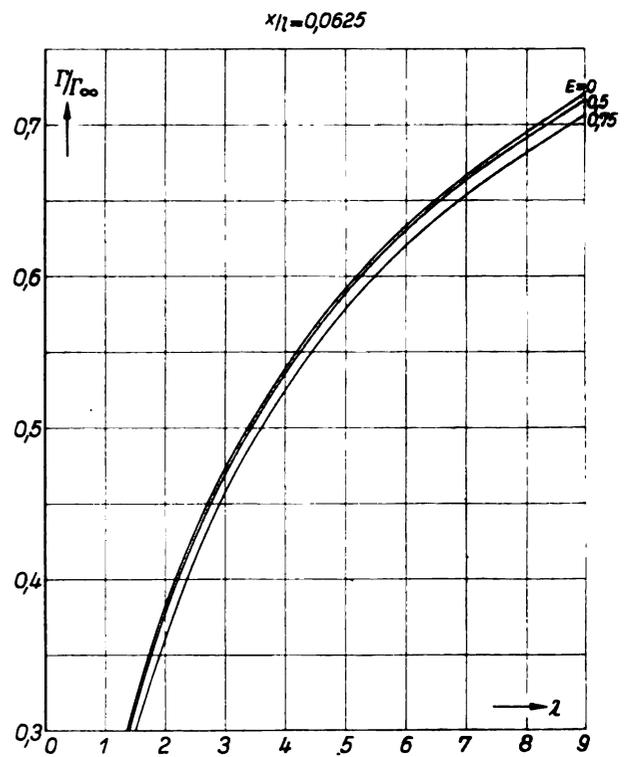


Abb. 14. Zirkulationsstärke bei  $x/l = 0,0625$  in Abhängigkeit von  $\lambda$ .

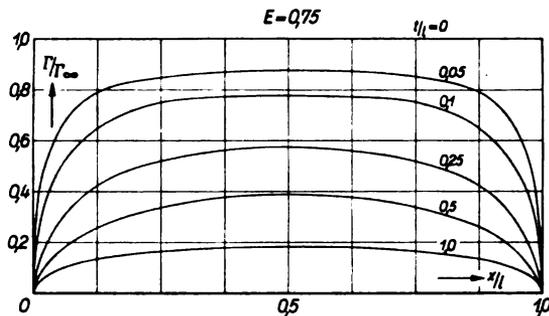
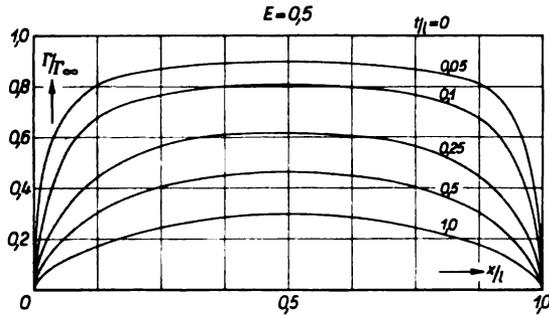
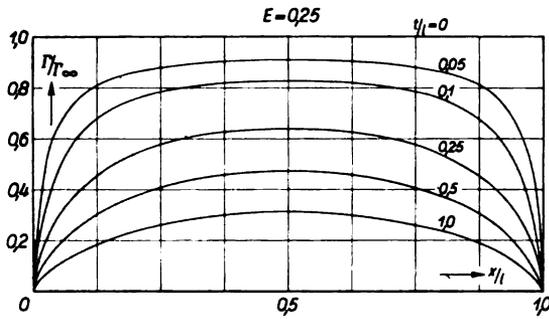


Abb. 15. Zirkulationsverteilung über den exzentrisch durch einen quadratischen Freistrahл hindurchgesteckten Tragflügel.

biet von  $E = 0$  bis  $E = 0,5$  nur sehr gering ist. Zum Vergleich wurden die Werte  $A/A_0$  bestimmt, wenn man bei einem mitten durch einen rechteckigen Freistrahл hindurchgesteckten Flügel die Strahlhöhe  $h$  von  $h = l$  bis  $h = 0$  abnehmen läßt, Abb. 17. Man erkennt leicht, daß diese Strahlbeschnidung einen starken Einfluß auf die Vorgänge am Flügel hat.

6. Tragflügel durch einen Freistrahл von Kreisquerschnitt hindurchgesteckt, exzentrisch gelagert.

Für den exzentrisch durch einen Kreisstrahl hindurchgesteckten Flügel ist eine Durchrechnung in obiger Art nicht möglich. Zu einer Lösung könnte man auf folgende Weise gelangen. Betrachtet man die Verhältnisse unendlich weit hinter dem Flügel, so kann die Strahlbedingung für die Kreiskontur in bekannter Art durch Spiegelung nach reziproken Radien erfüllt werden (Abb. 18). Man nimmt vorerst eine Zirkulationsverteilung an, die der Lösung vermutlich nahe kommt und berechnet dazu die induzierte Abwindverteilung, die vom Flügel selbst und der Spiegelung herrührt. Daraus ergibt sich dann der zu der angenommenen Zirkulationsverteilung gehörende Verlauf des geometrischen Anstellwinkels über die Spannweite. Durch passend vorgenommene Änderungen in der Zirkulationsverteilung muß man nun den Anstellwinkelverlauf dem vorgegebenen Verlauf anpassen. Dieses Verfahren ist ziemlich kompliziert und die Güte seiner Konvergenz nicht unbe-

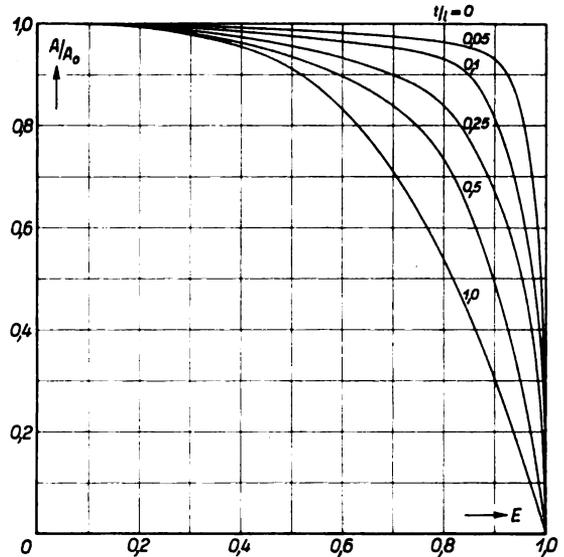


Abb. 16. Einfluß der Exzentrizität auf den Auftrieb.

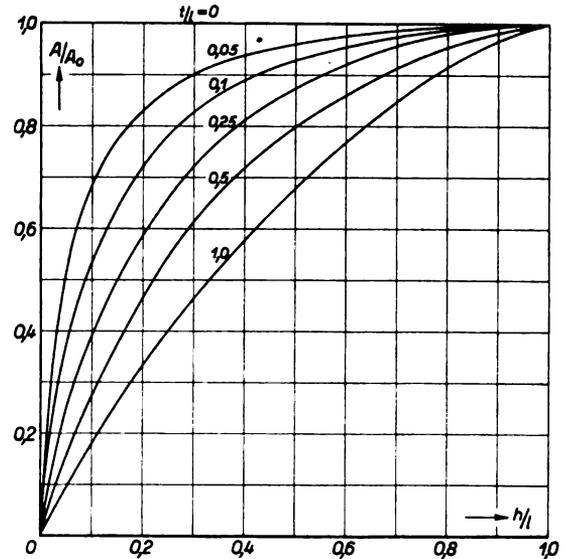


Abb. 17. Einfluß der Strahlverkleinerung auf den Auftrieb.

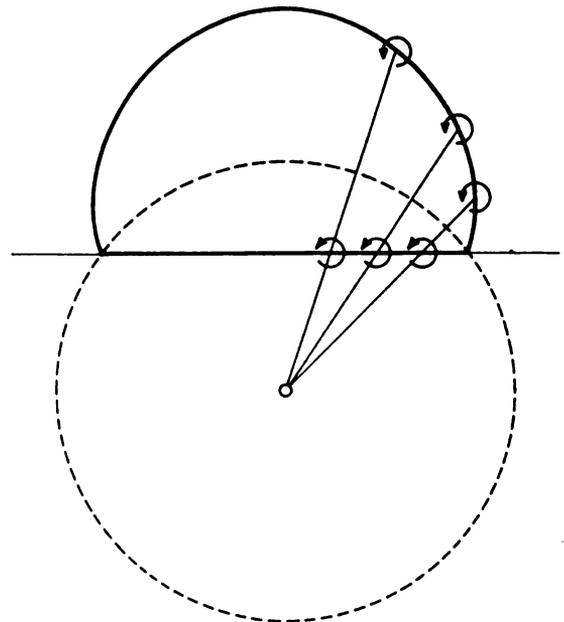


Abb. 18. Spiegelung bei einem exzentrisch durch einen Kreisstrahl hindurchgesteckten Tragflügel.

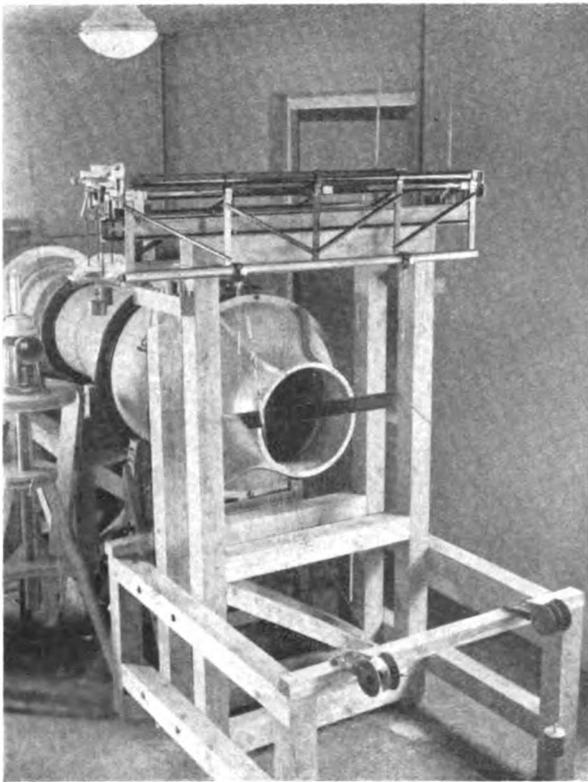


Abb. 19 (links). Versuchsanordnung für die Freistrahlmessungen.

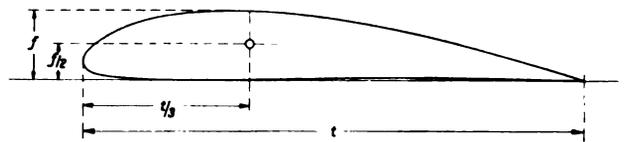
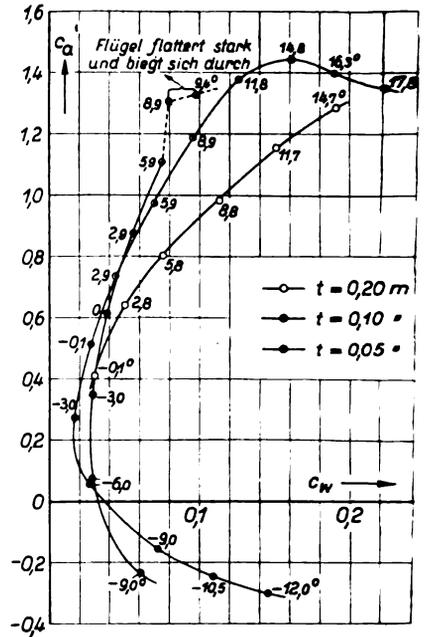


Abb. 21. Lage der Bezugsachse.

dingt sichergestellt. Es erschien daher angebracht, das Problem des exzentrisch durch einen Kreisstrahl hindurchgesteckten Flügels experimentell zu lösen.

II. Experimenteller Teil.

Zur Ergänzung der im vorstehenden Teil wiedergegebenen theoretischen Untersuchungen wurden Experimente angestellt. Es kam darauf an, den Einfluß der exzentrischen Lagerung eines Flügels zu erfassen, der durch einen Freistrah von Kreisquerschnitt hindurchgesteckt ist. Die Versuchsanlage zeigt Abb. 19. Durch einen Gebläsestrahl (Düsendurchmesser 40 cm) dringt ein Flügel, der an zwei Waagen zur Bestimmung von Auftrieb und Widerstand aufgehängt ist. Vermessen wurden drei Flügel mit dem Profil Göttingen 398 und den Tiefen  $t = 5, 10$  und  $20$  cm. Die Anblasgeschwindigkeit betrug etwa  $30$  m/s. Die Polaren der Modellflügel gemessen im Göttinger Windkanal zeigt Abb. 20; die Länge aller Flügel war  $70$  cm.

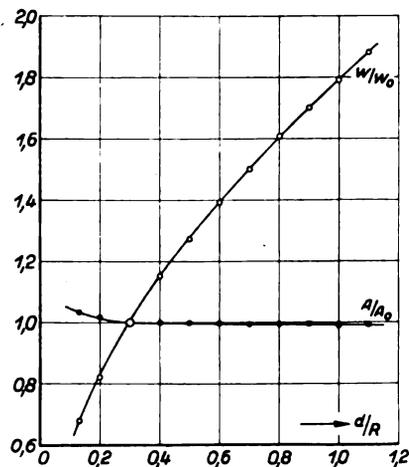


Abb. 22. Einfluß des Abstandes des Flügels von der Düsenenebene auf Auftrieb und Widerstand.

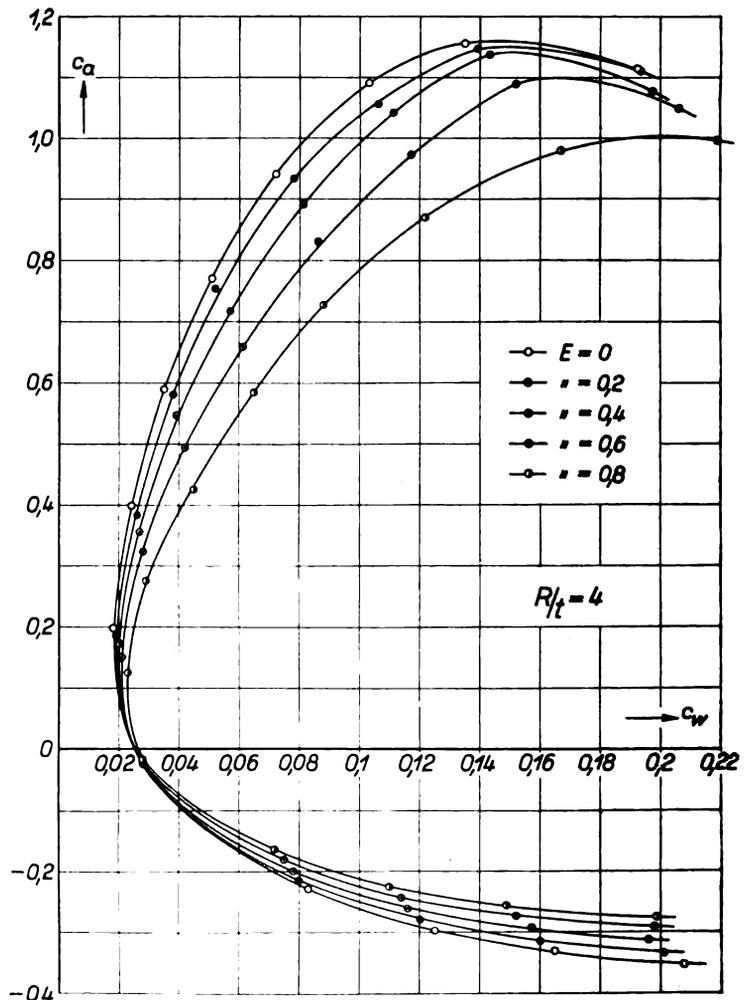


Abb. 23. Polaren des Flügels exzentrisch durch einen Kreisstrahl gesteckt,  $R/t = 4$ .

Tafel III.

|            |       | E = 0  |       | 0,2    |       | 0,4    |       | 0,6    |       | 0,8    |       |
|------------|-------|--------|-------|--------|-------|--------|-------|--------|-------|--------|-------|
| $\alpha^0$ |       | $C_a$  | $C_w$ | $C_a$  | $C_w$ | $C_a$  | $C_w$ | $C_a$  | $C_w$ | $C_a$  | $C_w$ |
| R/t = 4    | -18   | -0,353 | 0,208 | -0,335 | 0,201 | -0,312 | 0,196 | -0,297 | 0,198 | -0,276 | 0,199 |
|            | -15   | -0,330 | 0,185 | -0,315 | 0,160 | -0,292 | 0,157 | -0,275 | 0,152 | -0,255 | 0,149 |
|            | -12   | -0,298 | 0,125 | -0,280 | 0,120 | -0,261 | 0,116 | -0,244 | 0,114 | -0,225 | 0,110 |
|            | -9    | -0,230 | 0,083 | -0,215 | 0,080 | -0,200 | 0,078 | -0,182 | 0,075 | -0,165 | 0,072 |
|            | -6    | -0,027 | 0,028 | -0,025 | 0,028 | -0,023 | 0,028 | -0,020 | 0,028 | -0,018 | 0,028 |
|            | -3    | 0,198  | 0,018 | 0,185  | 0,019 | 0,170  | 0,020 | 0,150  | 0,021 | 0,125  | 0,023 |
|            | 0     | 0,398  | 0,024 | 0,382  | 0,026 | 0,355  | 0,027 | 0,323  | 0,028 | 0,275  | 0,029 |
|            | 3     | 0,589  | 0,035 | 0,580  | 0,038 | 0,549  | 0,039 | 0,493  | 0,042 | 0,425  | 0,045 |
|            | 6     | 0,770  | 0,051 | 0,753  | 0,052 | 0,718  | 0,057 | 0,659  | 0,061 | 0,584  | 0,065 |
|            | 9     | 0,941  | 0,072 | 0,932  | 0,078 | 0,891  | 0,081 | 0,830  | 0,086 | 0,726  | 0,088 |
|            | 12    | 1,090  | 0,103 | 1,064  | 0,106 | 1,042  | 0,111 | 0,971  | 0,117 | 0,870  | 0,122 |
|            | 15    | 1,155  | 0,135 | 1,145  | 0,139 | 1,136  | 0,143 | 1,088  | 0,152 | 1,029  | 0,167 |
| 18         | 1,112 | 0,192  | 1,111 | 0,193  | 1,076 | 0,197  | 1,048 | 0,216  | 0,995 | 0,219  |       |
| 21         | 0,920 | 0,320  | 0,931 | 0,320  | 0,892 | 0,322  | 0,841 | 0,325  | 0,795 | 0,348  |       |
|            |       | E = 0  |       | 0,2    |       | 0,4    |       | 0,6    |       | 0,8    |       |
| $\alpha^0$ |       | $C_a$  | $C_w$ | $C_a$  | $C_w$ | $C_a$  | $C_w$ | $C_a$  | $C_w$ | $C_a$  | $C_w$ |
| R/t = 2    | -18   | -0,254 | 0,171 | -0,260 | 0,168 | -0,264 | 0,166 | -0,271 | 0,165 | -0,275 | 0,165 |
|            | -15   | -0,240 | 0,136 | -0,246 | 0,135 | -0,252 | 0,135 | -0,256 | 0,133 | -0,264 | 0,132 |
|            | -12   | -0,195 | 0,098 | -0,207 | 0,097 | -0,212 | 0,096 | -0,217 | 0,094 | -0,219 | 0,091 |
|            | -9    | -0,100 | 0,042 | -0,104 | 0,041 | -0,108 | 0,039 | -0,114 | 0,038 | -0,118 | 0,037 |
|            | -6    | 0,033  | 0,015 | 0,032  | 0,016 | 0,023  | 0,017 | 0,020  | 0,018 | 0,015  | 0,019 |
|            | -3    | 0,172  | 0,010 | 0,168  | 0,012 | 0,155  | 0,014 | 0,150  | 0,017 | 0,125  | 0,022 |
|            | 0     | 0,311  | 0,020 | 0,310  | 0,021 | 0,305  | 0,024 | 0,280  | 0,026 | 0,245  | 0,031 |
|            | 3     | 0,442  | 0,035 | 0,435  | 0,036 | 0,422  | 0,037 | 0,396  | 0,039 | 0,360  | 0,044 |
|            | 6     | 0,580  | 0,052 | 0,575  | 0,054 | 0,558  | 0,056 | 0,520  | 0,058 | 0,475  | 0,061 |
|            | 9     | 0,724  | 0,074 | 0,711  | 0,076 | 0,692  | 0,080 | 0,650  | 0,084 | 0,591  | 0,086 |
|            | 12    | 0,853  | 0,098 | 0,842  | 0,102 | 0,820  | 0,105 | 0,762  | 0,109 | 0,710  | 0,119 |
|            | 15    | 0,970  | 0,130 | 0,955  | 0,132 | 0,933  | 0,134 | 0,870  | 0,141 | 0,815  | 0,154 |
| 18         | 1,075 | 0,190  | 1,060 | 0,198  | 1,045 | 0,204  | 0,980 | 0,208  | 0,895 | 0,210  |       |
| 21         | 1,082 | 0,230  | 1,072 | 0,232  | 1,057 | 0,236  | 1,004 | 0,244  | 0,930 | 0,264  |       |
|            |       | E = 0  |       | 0,2    |       | 0,4    |       | 0,6    |       | 0,8    |       |
| $\alpha^0$ |       | $C_a$  | $C_w$ | $C_a$  | $C_w$ | $C_a$  | $C_w$ | $C_a$  | $C_w$ | $C_a$  | $C_w$ |
| R/t = 1    | -18   | -0,228 | 0,133 | -0,232 | 0,135 | -0,242 | 0,140 | -0,254 | 0,141 | -0,268 | 0,144 |
|            | -15   | -0,186 | 0,088 | -0,188 | 0,089 | -0,200 | 0,089 | -0,205 | 0,091 | -0,210 | 0,092 |
|            | -12   | -0,125 | 0,045 | -0,130 | 0,047 | -0,135 | 0,048 | -0,144 | 0,049 | -0,153 | 0,052 |
|            | -9    | -0,044 | 0,017 | -0,055 | 0,019 | -0,066 | 0,020 | -0,075 | 0,023 | -0,086 | 0,026 |
|            | -6    | 0,039  | 0,004 | 0,030  | 0,005 | 0,015  | 0,008 | -0,007 | 0,013 | -0,028 | 0,020 |
|            | -3    | 0,121  | 0,007 | 0,114  | 0,010 | 0,096  | 0,012 | 0,061  | 0,016 | 0,024  | 0,020 |
|            | 0     | 0,208  | 0,018 | 0,190  | 0,018 | 0,178  | 0,020 | 0,142  | 0,023 | 0,094  | 0,027 |
|            | 3     | 0,294  | 0,032 | 0,283  | 0,033 | 0,263  | 0,033 | 0,222  | 0,035 | 0,159  | 0,037 |
|            | 6     | 0,369  | 0,048 | 0,352  | 0,048 | 0,339  | 0,049 | 0,305  | 0,051 | 0,232  | 0,052 |
|            | 9     | 0,454  | 0,071 | 0,444  | 0,072 | 0,428  | 0,073 | 0,394  | 0,076 | 0,322  | 0,078 |
|            | 12    | 0,534  | 0,096 | 0,521  | 0,097 | 0,506  | 0,099 | 0,475  | 0,103 | 0,403  | 0,106 |
|            | 15    | 0,610  | 0,125 | 0,604  | 0,128 | 0,581  | 0,130 | 0,548  | 0,135 | 0,489  | 0,140 |
| 18         | 0,690 | 0,158  | 0,680 | 0,164  | 0,651 | 0,165  | 0,613 | 0,169  | 0,560 | 0,178  |       |
| 21         | 0,759 | 0,192  | 0,745 | 0,196  | 0,725 | 0,204  | 0,690 | 0,212  | 0,632 | 0,220  |       |

Die Lage der Bezugsachse, die als Ort des Flügels definiert ist, ist in Abb. 21 festgelegt. Die Lage dieser Achse fällt etwa mit der Druckmittellinie des Flügels zusammen; denn es erscheint vernünftig, bei Vergleichen mit theoretischen Untersuchungen diese Stelle mit dem Ort des Wirbelfadens gleichzusetzen. Um diese Bezugsachse wurde auch die Drehung des Flügels zur Erzielung der verschiedenen Anstellwinkel vorgenommen.

Der Abstand des Flügels von der Düsenebene war bei allen Messungen gleich  $d = 0,3 R$ . Von dieser Stelle an war der statische Druck im Freistrahл konstant; auch ist die Mischzone am Strahlrand noch hinreichend klein. Um die Verhältnisse bei verschiedenem Abstand des Flügels von der Düsenebene zu studieren, wurde an einem Flügel ( $R/t = 2$ ) bei einem Anstellwinkel von  $6^0$  Auftrieb und Widerstand bei verschiedenen Abständen gemessen. Die gemessenen Werte wurden durch Division durch den Wert an der Stelle  $d = 0,3 R$  dimensionslos gemacht. Das Ergebnis ist in Abb. 22 wiedergegeben. Man sieht, daß der Auftrieb fast völlig unabhängig vom Abstand  $d/R$  ist. Der Widerstand dagegen wächst mit der Entfernung des Flügels von der Düsenebene. Bei wachsendem Abstand nimmt einmal die Einwirkung der Düse auf die Abwindrichtung ab; weiterhin nimmt die Auftriebsverteilung ungünstigere Formen an. Durch die Strahlenausbreitung werden immer

größere Flächen vom Luftstrom erfaßt, während andererseits die Strahlgeschwindigkeit abnimmt. Die Wirkung der einzelnen Einflüsse für sich ist nicht bekannt, in ihrem Zusammenwirken ergeben sie die oben angegebene Widerstandsvergrößerung.

Die Ergebnisse der Messungen sind in Tafel III niedergelegt. Bezeichnet man den Abstand des Flügels von der Strahlachse mit  $a$ , so ist die Exzentrizität  $E = a/R$ . In den Gleichungen  $c_a = \frac{A}{qF}$  und  $c_w = \frac{W}{qF}$  ist als Fläche  $F$  die jeweils im Strahl sich befindende Flügelfläche eingesetzt; also ist

$$F = 2 R t \sqrt{1 - E^2}.$$

Die Polaren sind in den Abb. 23, 24 und 25 dargestellt, während der Verlauf von  $c_a$  in Abhängigkeit vom Anstellwinkel in den Abb. 26, 27 und 28 gezeigt ist. Durch die Wahl der Bezugsachse wird bei der Änderung des Anstellwinkels auch die Lage der Flügelvorderkante im Strahl verändert, am stärksten natürlich bei dem Flügel mit der größten Tiefe. Dadurch erklärt sich der eigenartige Verlauf des Auftriebs bei großen negativen Anstellwinkeln (bei  $R/t = 2$  und 1); bei zunehmender Exzentrizität nehmen die Auftriebsbeiträge zu, während man das Gegenteil erwarten sollte.

Um allgemeine Angaben für den exzentrisch durch einen Kreisstrahl hindurchgesteckten Flügel zu erhalten, wurde

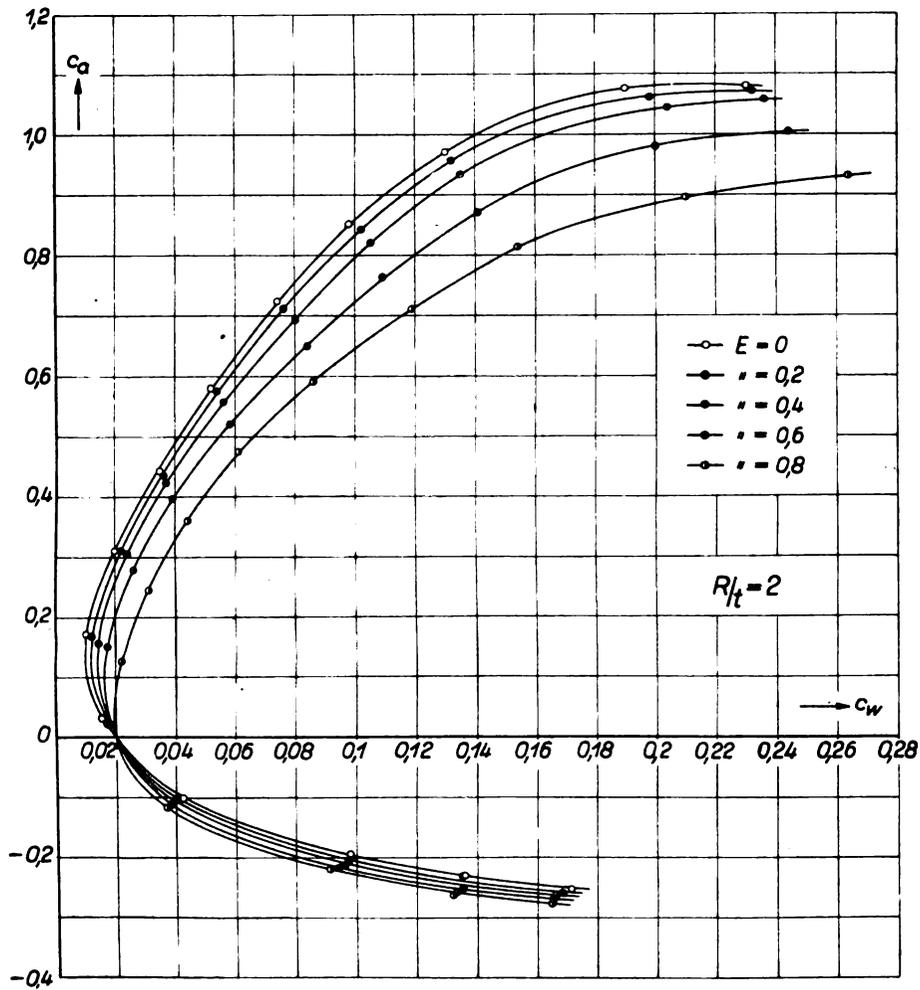


Abb. 24. Polaren des Flügels exzentrisch durch einen Kreisstrahl gesteckt,  $R/t=2$ .

aus den vorliegenden Messungen der Verlauf von  $\frac{dc_a}{d\alpha}$  in Abhängigkeit von  $\lambda$  bestimmt (Abb. 29). Man sieht, daß auch hier wie beim rechteckigen Strahlquerschnitt der Einfluß der Exzentrizität nur sehr klein ist. Bei der bei Windkanalmessungen höchstens vorkommenden Größe der Exzentrizität ( $E = 0,5$ ) kann man mit Berücksichtigung einer Korrektur die Rechenergebnisse für den in der Strahlmitte liegenden Flügel benutzen.

Zum Schluß wurden noch einige Messungen an einem Freistrahlfeld von quadratischem Querschnitt ausgeführt, um die Gültigkeit der oben angegebenen theoretischen Untersuchungen zu prüfen. Gemessen wurde der Auftrieb von zwei exzentrisch gelagerten Flügeln ( $t = 5$  und  $10$  cm). Die Abhängigkeit der Auftriebsbeiwerte vom Anstellwinkel zeigen Abb. 30 und 31. In Abb. 32 ist der theoretisch bestimmte Verlauf von  $\frac{dc_a}{d\alpha}$  in den ausgezogenen Kurven wiedergegeben, während die eingezeichneten Kreise die gemessenen Werte darstellen. Beim Seitenverhältnis  $l/t = 6$  ist die Übereinstimmung recht gut; die Abweichung bei  $l/t = 3$  erklärt sich durch die Vernachlässigung der Verteilung des Auftriebs über die Flügeltiefe in den Rechnungen, die bei derart kleinen Seitenverhältnissen nicht mehr statthaft ist.

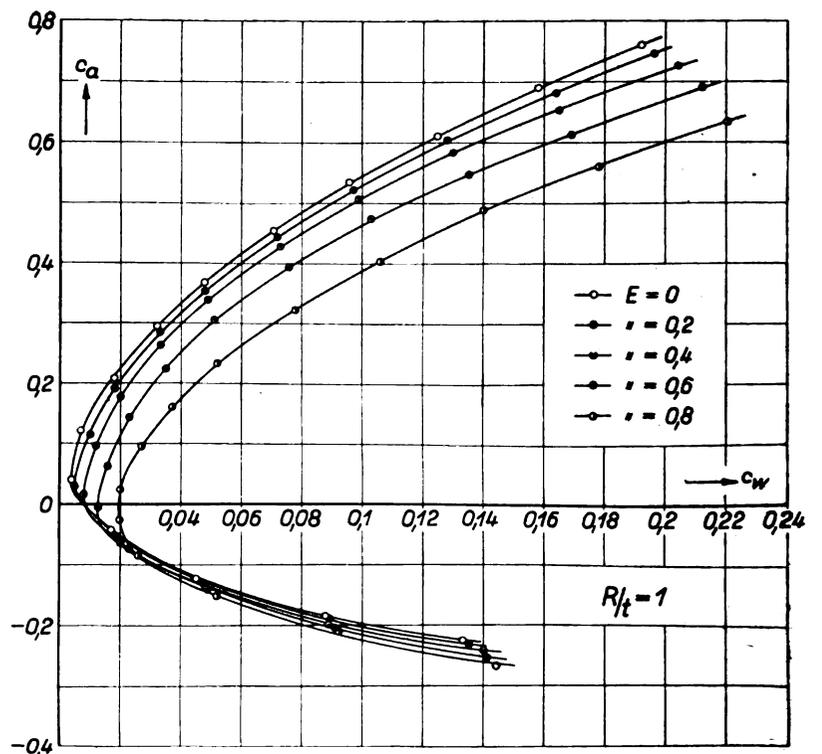


Abb. 25. Polaren des Flügels exzentrisch durch einen Kreisstrahl gesteckt,  $R/t=1$ .

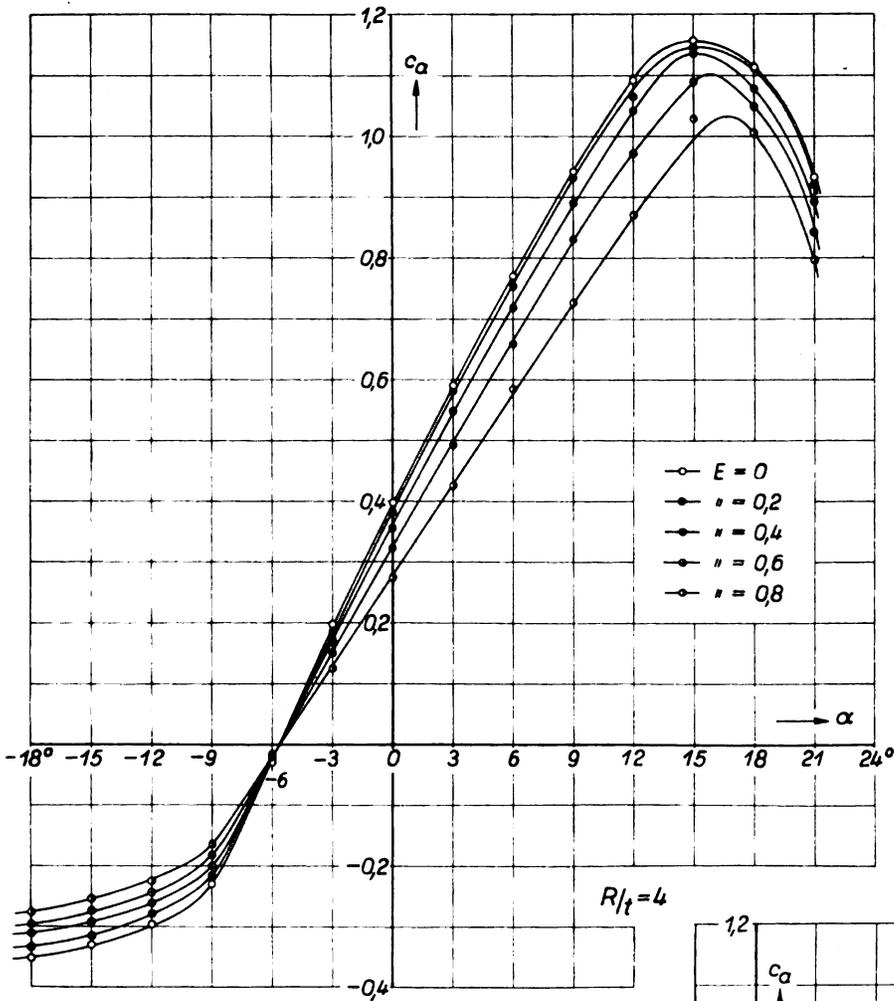


Abb. 26.  
Verlauf des Auftriebs-  
beiwertes,  $R/t = 4$ .

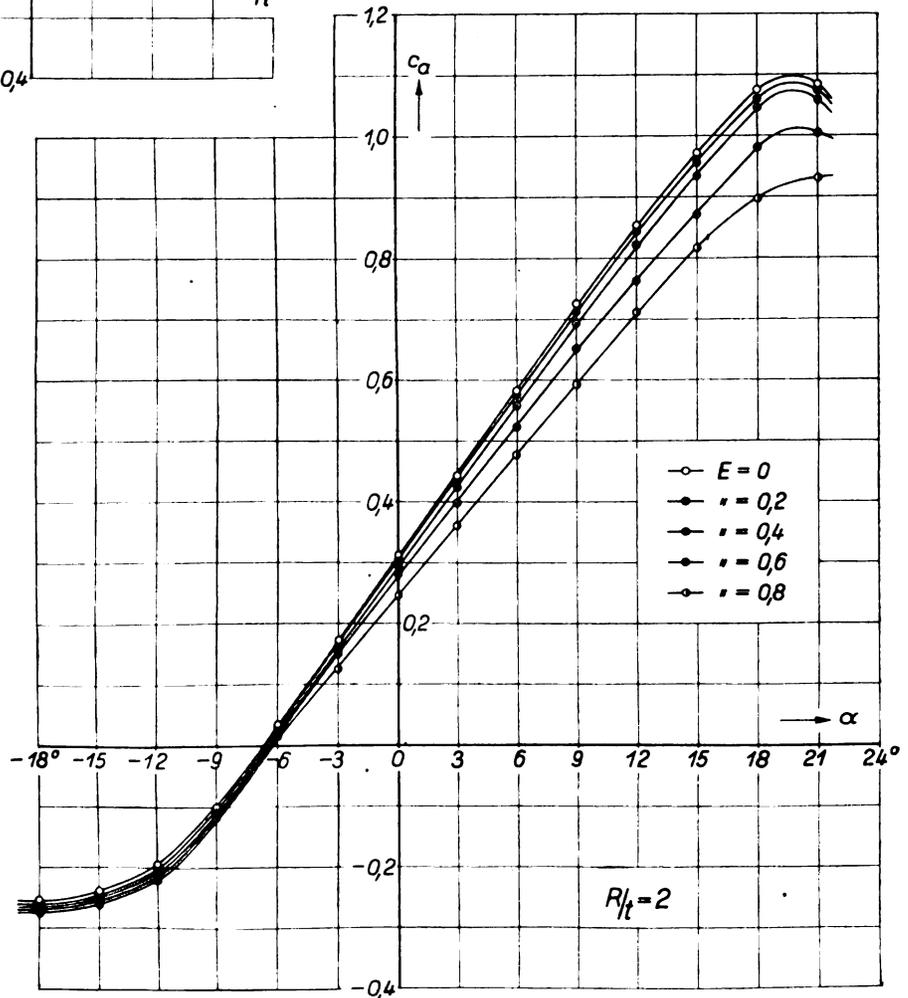


Abb. 27.  
Verlauf des Auftriebs-  
beiwertes,  $R/t = 2$ .

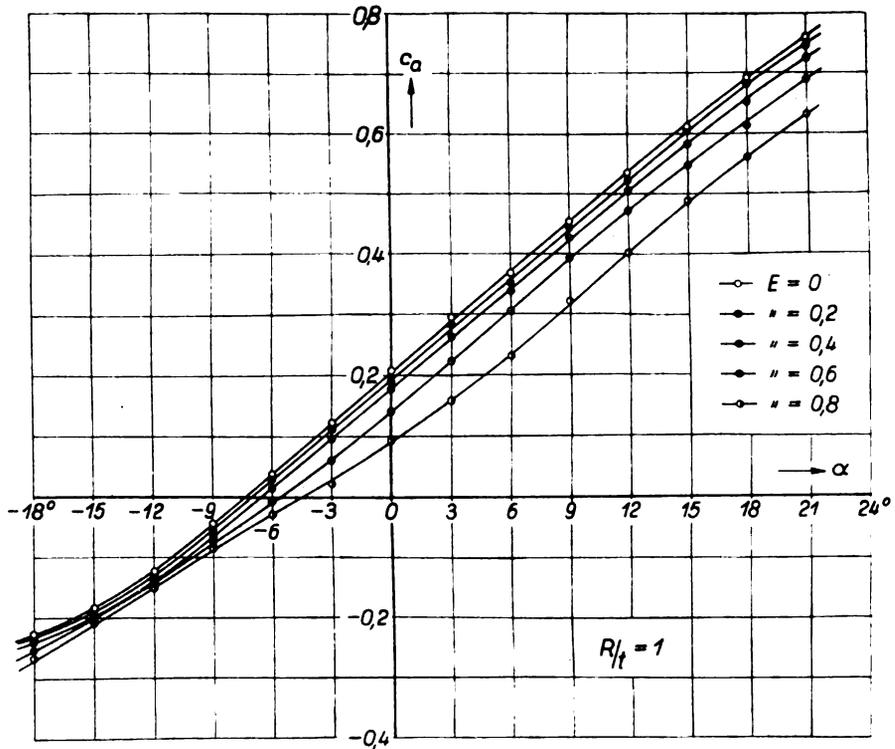


Abb. 28. Verlauf des Auftriebsbeiwertes,  $R/t=1$ .

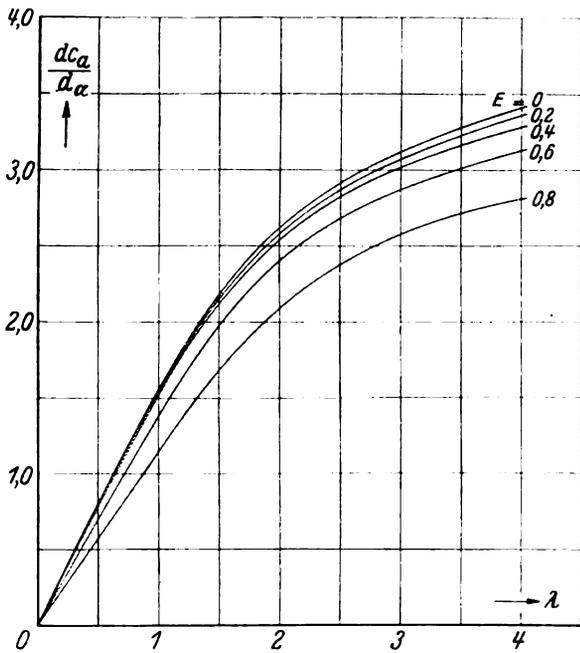


Abb. 29. Verlauf des Koeffizienten  $\frac{dc_a}{d\alpha}$  bei exzentrisch durch einen Kreisstrahl hindurchgestecktem Flügel.

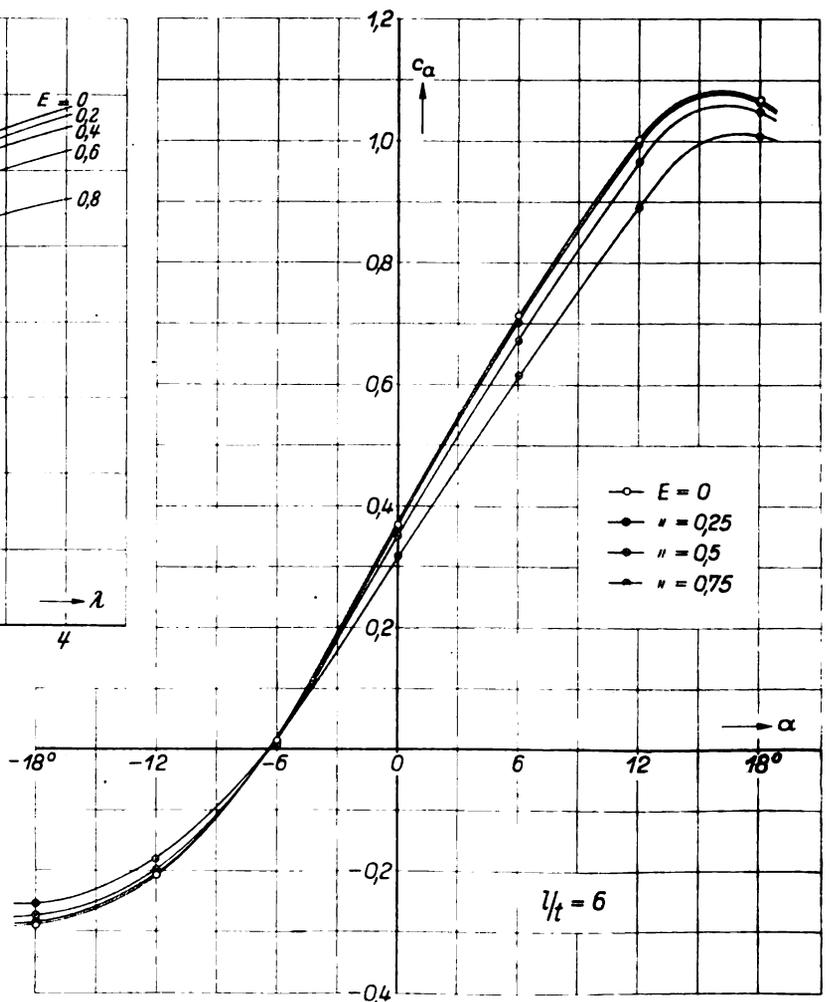


Abb. 30. Auftriebsbeiwerte bei quadratischem Freistrahle; exzentrische Lage des Flügels,  $l/t=6$ .

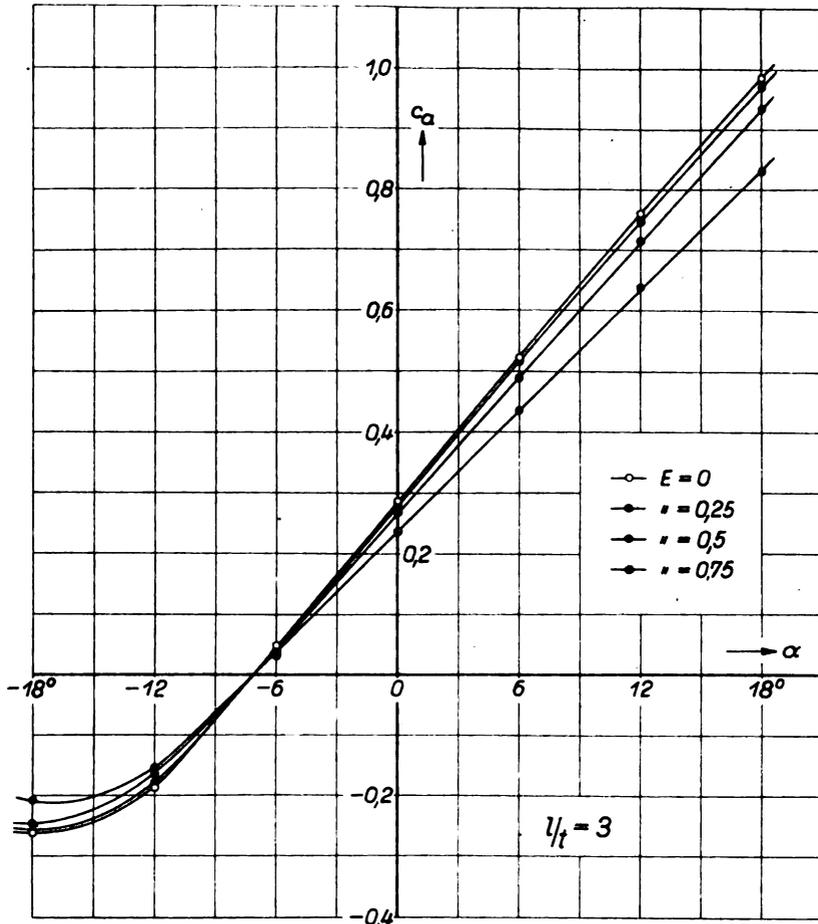


Abb. 31. Auftriebsbeiwerte bei quadratischem Freistrahл, exzentrische Lage des Flügels,  $l/t=3$ .

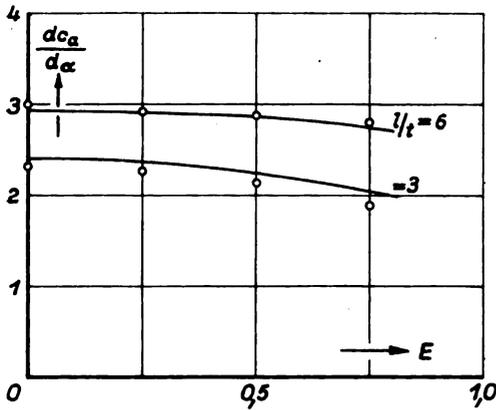


Abb. 32. Verlauf des Koeffizienten  $\frac{dc_a}{d\alpha}$  bei quadratischem Freistrahл nach Theorie und Messung.

**III. Zusammenfassung.**

Nach einer Besprechung der bisherigen Arbeiten über den durch einen Freistrahл hindurchgesteckten unverwundenen Tragflügel konstanter Tiefe wird die Berechnung der Zirkulations- und Auftriebsverteilung bei ver-

schiedenen Formen verwundener Flügel im rechteckigen und kreisförmigen Freistrahл durchgeführt. Die Rechnungsergebnisse werden mit denen von Versuchen verglichen, wobei sich gute Übereinstimmung ergibt. Der Einfluß einer exzentrischen Lagerung ist gering und kann durch Zufügung eines Korrekturfaktors zu den Rechnungsergebnissen für Lagerung in Strahlmitte berücksichtigt werden.

**IV. Schrifttum.**

- [1] R. Seiferth und A. Betz, Untersuchung von Flugzeugmodellen im Windkanal. Handbuch der Experimentalphysik IV, S. 189.
- [2] L. Prandtl, Tragflügeltheorie. Neudruck in L. Prandtl und A. Betz, Vier Abhandlungen zur Hydrodynamik und Aerodynamik. Göttingen 1927, S. 55.
- [3] J. Stüper, Der durch einen Freistrahл hindurchgesteckte Tragflügel. Ing.-Arch. Bd. 3 (1932), S. 338.
- [4] E. Pistolesi, Sull'ala traversante un getto libero. Atti della Pontificia Accademia delle Scienze, Nuovi Lincei (1933), S. 405.
- [5] H. Glauert, The lift and drag of a wing spanning a free jet. ARC Rep. Mem. Nr. 1603 (1934).
- [6] H. Blenk und O. Fuchs, Druckmessungen an einem durch einen Luftstrahl hindurchgesteckten Tragflügel. DVL-Jahrbuch 1931.





# LUFTFAHRTFORSCHUNG

## BERICHTE

der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, Berlin-Adlershof (DVL), der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen (AVA), des Aerodynamischen Instituts der Technischen Hochschule Aachen (AIA) und anderer Stätten der Luftfahrtforschung

### Inhalt, Preise und Bezugsbedingungen der Bände 1 - 10

#### Band 1:

HEFT 1 (DVL-Heft): **Flügelschwingungen von freitragenden Eindeckern.** Von H. Blenk und F. Liebers. — **Schleppversuche an Zweischwimmerpaaren.** Von H. Hermann, G. Kempf und H. Kloeß. 34 Seiten, 81 Abbildungen, 11 Zahlentafeln. 1928.

HEFT 2 (DVL-Heft): **Lautal als Baustoff für Flugzeuge.** Von P. Brenner. 60 Seiten, 86 Abbildungen, 49 Zahlentafeln. 1928. Broschiert M. 10.—.

HEFT 3 (DVL-Heft): **Veredelungsversuche an Elektronlegierungen.** Von K. L. Meißner. — **Druck- und Knickversuche mit Leichtmetall-Rohren.** Von A. Schröder. — **Ein neuer Seilverbinder.** Von M. Abraham. 18 Seiten, 34 Abbildungen, 22 Zahlentafeln. 1928. Brosch. M. 3.—.

HEFT 4 (DVL-Heft): **Laboratorien und Forschungsarbeiten der Funkabteilung der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt in Berlin-Adlershof.** Von H. Faßbender. — **Geräuschmessungen in Flugzeugen.** Von H. Faßbender und K. Krüger. — **Die Vorzüge des Kurzwellen-Verkehrs mit Flugzeugen.** Von H. Faßbender. — **Zur Anwendung der kurzen Wellen im Verkehr mit Flugzeugen. Versuche zwischen Berlin und Madrid.** Von K. Krüger und H. Plendl. — **Leistungs- und Strahlungsmessungen an Flugzeug- und Bodenstationen.** Von F. Eisner, H. Faßbender und G. Kurlbaum. — **Über den Widerstand von Flugzeugantennen und die dadurch verursachte Verringerung der Flugleistungen.** Von F. Liebers. — **Der Antrieb elektrischer Generatoren durch den Fahrwind.** Von W. Brintzinger. 52 Seiten, 96 Abbildungen, 29 Zahlentafeln. 1928.

#### Band 2:

HEFT 1 (DVL-Heft): **Über Profilwiderstandsmessung im Fluge nach dem Impulsverfahren.** Von M. Schrenk. 32 Seiten, 61 Abbildungen, 3 Zahlentafeln. 1928.

HEFT 2 (Göttinger Heft): **Untersuchungen über die Beeinflussung des Tragflügels eines Tiefdeckers durch den Rumpf.** Von H. Muttray. — **Theoretische und experimentelle Untersuchung der unter Einwirkung von Querrudern an Tragflügeln auftretenden Momente.** Von E. Petersohn. — **Tragflügel mit Grenzschichtabsaugung.** Von O. Schrenk. 30 Seiten, 85 Abbildungen. 1928. M. 5.—.

HEFT 3 (Aachener Heft): **Über die Brennstoffzerstäubung in Leichtmotorenvergäsern.** Von F. N. Scheubel. — **Zur Abschirmwirkung von Widerstandskörpern.** Von P. v. Mathes. — **Über die Torsionssteifigkeit eines freitragenden Flügels mit konstantem Holm- und Rippenquerschnitt.** Von G. Gabrielli. 28 Seiten, 38 Abbildungen, 24 Zahlentafeln, 6 Bildreihen auf Tafeln. 1928. M. 5.40.

HEFT 4 (Göttinger Heft): **Experimentelle Untersuchung eines Tragflügelprofils bei Gitteranordnung.** Von K. Christiani. 20 S. 37 Abbildungen, 19 Zahlentafeln. 1928. M. 3.20.

HEFT 5 (DVL-Heft): **Beitrag zur Theorie der Treibschrauben.** Von G. Madelung. — **Die Festigkeit von Bolzen in Holzbautteilen.** Von M. Schrenk und M. v. Pilgrim. 50 Seiten, 83 Abbildungen, 13 Zahlentafeln. 1928. M. 8.—.

#### Band 3:

HEFT 1 (DVL-Heft): **Stationärer Trudelflug.** Von Rich. Fuchs und Wilh. Schmidt. — **Beitrag zur Frage der Stabilität der Trudelmotivbewegung.** Von A. v. Baranoff. — **Göttinger Sechskomponentenmessungen an Flügeln mit V-Form, Pfeilform und Verdrehung.** Von H. Blenk. 38 Seiten, 84 Abbildungen. 1929. M. 6.—.

HEFT 2 (Aachener Heft): **Untersuchungen über die kombinierte Seiten- und Längsbewegung von Flugzeugen.** Von A. v. Baranoff und L. Hopf. 20 Seiten, 38 Abbildungen. 1929. M. 3.—.

HEFT 3 (DVL-Heft): **Dynamische Festigkeit von Flugzeug-Konstruktionsteilen.** Von P. Brenner. — **Flugzeug-Sperrholz und seine Prüfung.** Von M. Dobberke und K. Schraivogel. — **Untersuchung über den Einfluß von Aufbau und Faserverlauf auf Zugfestigkeit, Biegung und Dehnung an Birkenfournieren und Birken-Sperrholz.** Von O. Kraemer. — **Über den Schutz von Sperrholz gegen Feuchtigkeitsaufnahme durch Paraffinvorbehandlung.** Von E. Rackwitz, E. K. O. Schmidt und O. Kraemer. 28 Seiten, 63 Abbildungen, 15 Zahlentafeln. 1929. M. 5.40.

HEFT 4 (DVL-Heft): **Kurzwellenversuche bei der Amerikafahrt des Luftschiffes „Graf Zeppelin“.** — **Über die Ausbreitung der kurzen Wellen bei kleiner Leistung im 1000-Kilometer-Bereich.** Von K. Krüger und H. Plendl. — **Abhängigkeit der Reichweite sehr kurzer Wellen von der Höhe des Senders über der Erde.** Von H. Faßbender und G. Kurlbaum. — **Der Bordpellempfänger im Flugzeug.** Von M. H. Gloeckner. 24 Seiten, 43 Abbildungen, 7 Zahlentafeln. 1929. M. 4.20.

HEFT 5 (WGL-Heft): **Flügelschwingungen im stationären Luftstrom.** Von F. Nagel. 26 Seiten, 25 Abbildungen. 1929. M. 4.20.

HEFT 6 (DVL-Heft): **Korrosionsschutz von vergütbaren Aluminiumlegierungen im Flugzeugbau.** Von P. Brenner. — **Prüfung der Korrosionsbeständigkeit von Alcladblechen.** Von E. Rackwitz und E. K. O. Schmidt. — **Prüfung der Festigkeitseigenschaften von Alcladblechen.** Von K. Matthes. 24 Seiten, 57 Abbildungen, 16 Zahlentafeln. 1929. M. 4.20.

#### Band 4:

HEFT 1 (Aachener Heft): **Die mittragende Breite.** Von W. Metzger. — **Über die mittragende Breite.** Von A. B. Miller. — **Biege- und Torsionssteifigkeit des freitragenden Flügels.** Von S. v. Fákla. 40 Seiten, 93 Abbildungen, 8 Zahlentafeln. 1929. M. 6.80.

HEFT 2 (DVL-Heft): **Schwingungen von Flugzeugflügeln.** Von Hans Georg Kübner. — **Schwingungen mehrfach gestützter Stäbe mit Axialkräften.** Von H. G. Kübner. 27 Seiten, 36 Abbildungen, 9 Zahlentafeln. 1929. M. 5.—.

HEFT 3 (WGL-Heft): **Gekoppelte Biege-, Torsions- und Querruderschwingungen von freitragenden und halbfreitragenden Flügeln.** Von H. Blenk und Fr. Liebers. — **Über die Schwingungen freitragender Flügel.** Von M. Rauscher. 38 Seiten, 42 Abbildungen, 4 Zahlentafeln. 1929. M. 6.80.

HEFT 4 (DVL-Heft): **Untersuchung von Flügelschwingungen im Windkanal.** Von I. Essers, geb. Kober. 26 Seiten, 30 Abbildungen, 3 Zahlentafeln. 1929. M. 4.20.

HEFT 5 (DVL-Heft): **Drehschwingungen in Reihenmotoren.** Von A. Stieglitz. 26 Seiten, 39 Abbildungen, 6 Zahlentafeln. 1929. M. 4.20.

## Band 5:

HEFT 1 (Hannover Heft): **Flügelschnitt und Flugleistungen.** Von H. Müller. 28 Seiten, 59 Abbildungen, 14 Zahlentafeln. 1929. M. 4.80.

HEFT 2 (DVL-Heft): **Zur Berechnung räumlicher Fachwerke im Flugzeugbau.** (Flechtwerke mit überzähligen rechteckigen Querwänden.) Von H. Ebner. — **Ermittlung der Stabkräfte im Flugzeug-Fachwerk-Rumpf.** (Das Verfahren der Wandstab-Komponenten zur Berechnung räumlicher Systeme.) Von E. Seydel. 78 Seiten, 75 Abbildungen, 45 Zahlentafeln. 1929. M. 13.—.

HEFT 3 (DVL-Heft): **Elastische Nachwirkung, elastische Hysterese und Temperatur-Kompensation an Aneroiddosen.** Von L. Scriba. 30 Seiten, 21 Abbildungen, 26 Schaubilder, 10 Zahlentafeln. 1929. M. 5.20.

HEFT 4 (DVL-Heft): **Beurteilung von Flugmotorenkraftstoffen in Deutschland. — Anforderungen an Kraftstoffe für Flugzeuge und Kraftwagen im Ausland. — Das Kälteverhalten von Kraftstoffen zur Verwendung in Luftfahrzeugen. — Der Schwefelgehalt von Kraftstoffen und seine Bedeutung für den Flugbetrieb.** Von E. Rackwitz und A. v. Philippovich. 26 Seiten, 24 Abbildungen, 19 Zahlentafeln. 1929. M. 4.—.

## Band 6:

HEFT 1 (Aachener Heft): **Ausbeulerscheinungen an ebenen, auf Schub beanspruchten Platten. — Ultralumin.** Von F. Bollenrath. 32 Seiten, 65 Abbildg., 14 Zahlentafeln. 1929. M. 5.—.

HEFT 2 (DVL-Heft): **Über die Atmung des Höhenfliegers.** Von W. Kaiser. — **Die Versuchsanordnungen für Gaswechselversuche.** Von W. Tamm. 28 Seiten, 29 Abbildungen, 3 Zahlentafeln. 1930. M. 4.80.

HEFT 3 (WGL-Heft): **Betriebsverhältnisse und Konstruktionsgrundlagen der Fesselballone.** Von W. Kamm. 26 Seiten, 34 Abbildungen, 17 Kurventafeln. 1930. M. 4.—.

HEFT 4 (DVL-Heft): **Die Gestaltung des Luftfahrzeugmotors.** Von W. Kamm. — **Der Einfluß des Triebwerksgewichtes auf die Flugleistungen.** Von M. Schrenk. — **Die Schwingungen in Luftfahrzeug-Triebwerkanlagen.** Von K. Lürenbaum. — **Neuere Ergebnisse auf dem Gebiet der Kurbelwellenschwingungen.** Von A. Stieglitz. — **Thermodynamische Aufgaben der Luftfahrtforschung.** Von K. Löhner. — **Versuchseinrichtungen für Forschungsarbeiten an Flugmotoren.** Von W. Janson. — **Aufzeichnung rasch verlaufender Druckvorgänge mittels des Verfahrens der halben Resonanzkurve.** Von K. Schnaufer. 50 Seiten, 78 Abbildungen. 1930. M. 9.—.

HEFT 5 (DVL-Heft): **Vergleichende Flugleistungsmessungen mit verschiedenen Flugzeugmustern.** Von W. Pleines. — **Flugversuche zur Bestimmung der statischen Längsstabilität.** Von H. Blenk. — **Göttlinger Sechskomponentenmessungen an einem Modell des Flugzeugmusters Junkers A 35.** Mitgeteilt von H. Blenk. 26 Seiten, 56 Abbildungen, 14 Zahlentafeln. 1930. M. 4.20.

## Band 7:

HEFT 1 (DVL-Heft): **Nietverfahren im Metallflugzeugbau.** Von W. Pleines. 72 Seiten, 144 Abbildungen, 45 Zahlentafeln. 1930. M. 13.—.

HEFT 2 (DVL-Heft): **Drähte, Litzen und Seile im Flugzeugbau.** Von M. Abraham. 64 Seiten, 142 Abbildungen, 29 Zahlentafeln. 1930. M. 11.—.

HEFT 3 (DVL-Heft): **Resonanzschwingungen von Luftschrauben.** Von F. Liebers. 16 Seiten, 14 Abbildungen. 1930. M. 3.—.

## Band 8:

HEFT 1 (DVL-Heft): **Knickversuche mit schlanken verkleideten Stäben.** Von H. Hertel. — **Versuche mit kurzen Bolzen in Holzbauteilen.** Von A. Teichmann und K. Borkmann. 38 Seiten, 71 Abbildungen, 13 Zahlentafeln. 1930. M. 7.—.

HEFT 2 (DVL-Heft): **Dauerbiegeversuche mit Hölzern.** Von O. Kraemer. — **Oberflächenschutz von Sperrholz.** Von E. K. O. Schmidt. — **Über Sperrholzleime.** Von O. Gerngroß. — **Der Einfluß der Leimung auf die Güte von Flugzeugsperrholz.** Von O. Kraemer. 32 Seiten, 52 Abbildungen, 36 Zahlentafeln. 1930. M. 5.60.

HEFT 3 (DVL-Heft): **Beitrag zur Frage des Ausbeulens von versteiften Platten bei Schubbeanspruchung.** Von E. Seydel. 20 Seiten, 15 Abbildungen, 2 Zahlentafeln. 1930. M. 3.40.

HEFT 4 (DVL-Heft): **Kurbelwellenbrüche und Werkstofffragen.** Von K. Matthaes. 30 Seiten, 67 Abbildungen, 6 Zahlentafeln. 1930. M. 5.40.

HEFT 5 (DVL-Heft): **Untersuchungen über das Verhalten von quartzesteuerten Sendern.** Von P. von Handel. 20 Seiten, 14 Abbildungen, 4 Kurvenblätter, 4 Diagramme, 3 Zahlentafeln. 1930. M. 3.40.

HEFT 6 (DVL-Heft): **Vergrößerung der effektiven Höhe von Flugzeugschleppantennen.** Von Fr. Eisner, G. Sudeck, R. Schröder und O. Zinke. 14 Seiten, 20 Abbildungen, 12 Zahlentafeln. 1931. M. 2.20.

## Band 9:

HEFT 1 (DVL-Heft): **Die Verdrehsteifigkeit und Verdrehfestigkeit von Flugzeugbauteilen.** Von H. Hertel. 56 Seiten, 134 Abbildungen, 22 Zahlentafeln. 1931. M. 10.—.

HEFT 2 (DVL-Heft): **Elastizitätstheorie des starren Luftschiffs.** Aus dem Nachlaß von H. Müller-Breslau. 28 Seiten, 67 Abbildungen. 1931. M. 5.—.

HEFT 3 (DVL-Heft): **Zur Berechnung auf Knickbiegung beanspruchter Flugzeugholme.** Von A. Teichmann. 50 Seiten, 47 Abbildungen, 27 Formeltafeln, 7 Zahlentafeln. 1931. M. 9.—.

HEFT 4 (DVL-Heft): **Die Schubmoduln von Furnier und Sperrholz.** Von H. Hertel. — **Holzvergütung durch Tränken und Aufteilen in dünne Einzellagen.** Von P. Brenner und O. Kraemer. 18 Seiten, 22 Abbildungen, 9 Zahlentafeln. 1932. M. 3.—.

## Band 10:

HEFT 1 (DVL-Heft): **Die Entwicklung der Festigkeitsvorschriften für Flugzeuge von den Anfängen der Flugtechnik bis zur Gegenwart.** Von H. G. Küssner und K. Thalau. 54 Seiten, 47 Abbildungen, 39 Zahlentafeln. 1932. M. 10.—.

HEFT 2 (DVL-Heft): **Stoßartige Knickbeanspruchung schlanker Stäbe im elastischen Bereich bei beiderseits gelenkiger Lagerung.** Von Carel Koning und Josef Taub. — **Stoßartige Knickbeanspruchung schlanker Stäbe im elastischen Bereich.** Von Josef Taub. — **Entwicklung der Festigkeitsvorschriften für Flugzeuge.** 32 Seiten, 28 Abbildungen, 6 Zahlentafeln. 1933. M. 6.—.

HEFT 3 (WGL-Heft): **Die Atmung des Fliegers, ihre Beeinflussung durch physikalische, technische und toxikologische Bedingungen.** Ein Beitrag zur Atmungsphysiologie des Fliegers von Dr. med. Ernst Gillert, Priv.-Doz. an der Techn. Hochschule Berlin. 58 Seiten, 11 Abbildungen. 1933. M. 7.—.

## Preise und Bezugsbedingungen:

Einzelne Bände (in Heften gleichzeitig bezogen) M. 20.—  
Band I-V in einem Ganzleinenband gebunden M. 72.—  
Band VI-X in einem Ganzleinenband gebunden M. 72.—

Der Preis von M. 72.— für einen Sammelband kann auf Wunsch in sechs Monatsraten zu je M. 12.— bezahlt werden. Gegenüber dem

Einzelbezug ist dieser Preis von 72.— außerordentlich ermäßigt. Jeder Sammelband enthält ein Titelblatt und ein Inhaltsverzeichnis.

Weiterhin kann jedes Heft einzeln zu den angegebenen Preisen, soweit die Vorräte reichen, bezogen werden. Nicht mehr einzeln lieferbar sind die Hefte I/1; I/4; II/1.

## R. OLDENBOURG • MÜNCHEN 1 UND BERLIN

Druck und Verlag von R. Oldenbourg, München 1, Schießbach 31 — Für den Anzeigenteil und die Beilagen verantwortlich: Jakob Bauer, München. DA. III. Vj. 1935 1300 Stück. — Printed in Germany









