



This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

- + *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
- + *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
- + *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
- + *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at <http://books.google.com/>



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.

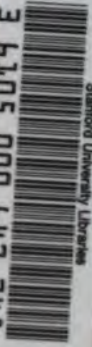
Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

- + *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.

3 6105 000 647 748



Stanford University Libraries



10.3







530.5
A613







ANNALEN
DER
PHYSIK UND CHEMIE.

BAND CXXXII

THE UNIVERSITY OF CHICAGO

PHYSICS DEPARTMENT

PHYSICS 311

LECTURE NOTES

BY

PROFESSOR JOHN H. COOPER

1962-1963

UNIVERSITY OF CHICAGO

PHYSICS DEPARTMENT

ANNALEN
DER
PHYSIK
UND
CHEMIE.

FÜNFTE REIHE.

HERAUSGEGEBEN ZU BERLIN

VON

J. C. POGGENDORFF.

ZWÖLFTER BAND.

NEBST ACHT FIGURENTAFELN.

LEIPZIG, 1867.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIVS BARTH.

UNIVERSITY

OF CALIFORNIA

LIBRARY

PHYSICS

DEPARTMENT OF PHYSICS

PHYSICS

PHYSICS

PHYSICS

PHYSICS

PHYSICS

ANNALEN
DER
PHYSIK
UND
CHEMIE.

HERAUSGEGEBEN VON R. M. B. KLIN

VON

J. C. POGGENDORFF.

HUNDERTZWEIUNDDREISSIGSTER BAND.

DER GANZEN FOLGE ZWEIHUNDERTUNDACHTER.

NEBST ACHT FIGURENTAFELN.

LEIPZIG, 1867.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIVS BARTE.



111577

I n h a l t

des Bandes CXXXII der Annalen der Physik und Chemie.

Erstes Stück.

	Seite
I. Untersuchung über die Aenderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes im Wasser durch die Wärme; von R. Rühlmann	1
II. Optische Experimental-Untersuchungen; von G. Quincke	29
VIII. Ueber die verschiedenen Methoden, Lichtstrahlen interferiren zu lassen.	
III. Die Gruppierung der Molecüle in den Krystallen; von L. Sohncke	75
IV. Ueber die Wärme-Entwicklung in der Luftstrecke elektrischer Entladungen; von J. C. Poggendorff	107
V. Ueber einen Apparat zur Messung kleiner Zeiträume; von W. Hankel	134



VI

	Seite
VI. Untersuchungen über die Dichtigkeit des Ozons; von J. L. Soret	165
VII. Ueber eine Longitudinalwellenmaschine; von E. Mach . . .	174
VIII. Notizen. — 1. Blei-Thallium-Glas. — 2. Thonerdeglass . .	176

(*Geschlossen am 15. October 1867.*)

Zweites Stück.

I. Untersuchung über die Aenderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichts im Wasser durch die Wärme; von R. Rühlmann (Schluß)	177
II. Optische Experimental-Untersuchungen; von G. Quincke . .	204
IX. Ueber den Jamin'schen Compensator und eine neue Methode, den Brechungs-exponenten von Plangläsern für verschiedene Fraunhofer'sche Linien zu bestimmen.	
III. Ueber eine Verbindung des Eisens mit dem Phosphor; von C. Freese	225
IV. Ueber einen selbstthätigen Regulator für den galvanischen Strom; von F. Kohlrausch	266
V. Ueber den Einfluß der Bewegung der Lichtquelle auf die Brechung. Kritische Bemerkungen zu der Entdeckung des Hrn. Prof. Klinkerfues; von L. Sohncke	279
VI. Ueber die Eigenschaft des Iodsilbers, sich in der Wärme zusammenzuziehen und in der Kälte auszudehnen; von H. Fizeau	292

VII

	Seite
VII. Ueber die Eigenschaften des Iodsilbers; von H. Sainte-Claire Deville	307
VIII. Die Meteoriten in Sammlungen; von O. Buchner (Dritter Nachtrag)	311
IX. Ueber die Veränderungen der Dispersion bei Flüssigkeiten durch Erwärmung; von J. B. Baille	319
(Geschlossen am 29. October 1867.)	

Drittes Stück.

I. Optische Experimental-Untersuchungen; von G. Quincke	321
X. Ueber Beugungs-Erscheinungen, die durch durchsichtige Lamellen hervorgebracht werden.	
II. Mineralogische Mittheilungen; von G. vom Rath (Fünfte Fort- setzung)	372
18. Ueber den Meneghinit von Bottino S. 372. — 19. Ueber einige neue und seltene Kalkspathformen S. 387.	
III. Ueber die chemische Intensität des gesammten Tageslichts zu Kew und Pará; von H. E. Roscoe	404
IV. Ueber die relative Wärmecapacität der Verbindungen erster Ord- nung; von P. Kremers	425
V. Ueber eine besondere Gattung von Durchgängen im Steinsalz und Kalkspath; von E. Reusch	441
VI. Ueber einige Verbindungen des Titanchlorids; von Rud. Weber	452

VIII

	Seite
VII. Ueber die elektromotorische Kraft der Gasbatterie und die Volta'sche Polarisation; von W. Beetz	456
VIII. Foucault's Gyroskop, vereinfacht und verbessert von E. C. O. Neumann	465
IX. Zur Spectral-Analyse; von E. Stieren	469
X. Ueber Bildung von Gypskrystallen; von A. Dronke	472
XI. Optische Notizen; von H. W. Dove	474
XII. Der elektrische Bratenwender	479

(*Geschlossen am 1. December 1867.*)

Viertes Stück.

I. Ueber die phosphorigen Salze; von C. Rammelsberg (Zweiter Theil)	481
II. Mineralogische Mittheilungen; von G. vom Rath (Fünfte Fort- setzung)	517
19. Ueber einige neue und seltene Kalkspathformen (Schluß) S. 517. — 20. Ueber einige Kalkspath-Zwillinge S. 534.	
III. Ueber die Affinität der Verbindungen erster Ordnung; von P. Kremers	551
IV. Optische Experimental-Untersuchungen; von G. Quincke . .	561
XI. Ueber eine neue Art von Beugungs-Erscheinungen und die Phasenänderung der Lichtstrahlen bei totaler und metallischer Reflexion.	
V. Influenz einer nicht leitenden Platte auf sich selbst; von P. Riefs	592

IX

	Seite
VI. Einige Versuche über die bei der Elektrolyse des Wassers auf- tretenden Mengen von Ozon und Antozon; von C. Hoffmann .	607
VII. Ueber die sogenannte Lamellarpolarisation des Alauns; von E. Reusch	618
VIII. Ueber einen Beobachtungs-Apparat zur Ausführung goniome- trischer Messungen an unvollkommenen Krystallen oder sehr klei- nen Flächen; von M. Websky	623
IX. Berichtigung zu Hrn. C. Bohn's Bemerkungen: »Ueber Win- kelmessen usw. mit der Mikrometerschraube«; von G. v. Niefsel	628
X. Die Gruppierung der Moleküle in Krystallen; von F. Franken- heim	632
XI. Untersuchungen über die Windverhältnisse zu Berlin; von H. Emsmann	636
XII. Ertönen von Orgelpfeifen bei veränderlicher Stärke des Anbla- sens; von Demselben	650
XIII. Ueber die Umwandlung eines flüssigen Cylinders in gesonderte Kugeln; von Felix Plateau	654
XIV. Bemerkung über das Minimum der prismatischen Ablenkung; von K. L. Bauer	658

(Geschlossen am 23. December 1867.)



X

Nachweis zu den Figurentafeln.

- Taf. I. — Rühlmann, Fig. 1, S. 12; Fig. 2, S. 16; Fig. 3, S. 19; Fig. 4, S. 21; Fig. 5, S. 22; Fig. 6 u. 7, S. 23; Fig. 8, S. 178; Fig. 9, S. 181; Fig. 10, S. 188. Die graphische Darstellung S. 186.
- Taf. II. — Quincke, Fig. 1 u. 2, S. 30; Fig. 3, S. 46; Fig. 4, S. 35 u. 46; Fig. 5, S. 48; Fig. 6, S. 42; Fig. 7, S. 45; Fig. 8, S. 54; Fig. 9, S. 29; Fig. 10, S. 34; Fig. 11, S. 52; Fig. 12, S. 51 u. 58; Fig. 13, S. 53 u. 56; Fig. 14, S. 323; Fig. 15, S. 64 u. 65; Fig. 16, S. 65; Fig. 17, S. 221; Fig. 18, S. 325; Fig. 19, S. 329; Fig. 20 u. 21, S. 328; Fig. 22, S. 344.
- Taf. III. — Sohneke, Fig. 1 u. 2, S. 77; Fig. 3, S. 79; Fig. 4 bis 6, S. 82; Fig. 7, S. 83; Fig. 8, S. 84; Fig. 9, S. 85; Fig. 10 bis 13, S. 86; Fig. 14 bis 16, S. 87; Fig. 17, S. 88; Fig. 18, S. 89; Fig. 19, S. 90; Fig. 20, S. 91; Fig. 21, S. 92; Fig. 22, S. 93; Fig. 23 u. 24, S. 94; Fig. 25 u. 26, S. 95; Fig. 27, S. 98; Fig. 28, S. 99; Fig. 29 u. 30, S. 100; Fig. 31 u. 32, S. 102; Fig. 33, S. 103.
- Taf. IV. — G. vom Rath, Fig. 1 bis 5, S. 379 u. 383; Fig. 6, S. 383; Fig. 7, S. 392; Fig. 8, 9 u. 10, S. 390, 391, 393; Fig. 11, S. 393; Fig. 12, S. 519; Fig. 13, S. 521; Fig. 14, S. 523; Fig. 15, S. 524; Fig. 16, S. 525; Fig. 17, S. 527; Fig. 18, S. 528; Fig. 19 u. 20, S. 529; Fig. 21, S. 535; Fig. 22, S. 536; Fig. 23, S. 541; Fig. 24 u. 25, S. 546; Fig. 26, S. 546; Fig. 27, S. 547; Fig. 28, S. 548. Erläuterung d. Tafel S. 549.
- Taf. V. — Roscoe, Fig. 1, S. 411 u. 412; Fig. 2, S. 414; Fig. 9 bis 16, S. 419; Fig. 17, S. 420.
- Taf. VI. — Roscoe, Fig. 3 bis 7, S. 414; Fig. 8, S. 416.
- Taf. VII. — Kremers, Fig. 1 u. 2, S. 431; Fig. 3 u. 4, S. 433.
- Taf. VIII. — Neumann, Fig. 1 u. 2, S. 466; Fig. 3, S. 467.

Berichtigungen.

In der Notiz von Nicklès, Bd. 130.

S. 175 Z. 5. v. o. lies: Nicklès statt Nicklés

Z. 17. v. o. lies: Anilinblau statt Anilinweiß

Im Aufsatz von Dronke, Bd. 132

S. 472 Z. 1 v. o. lies: Bildung statt Abbildung

I. *Untersuchung über die Aenderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes im Wasser durch die Wärme;*
von Richard Rühlmann.

I.

Kritischer Rückblick auf die bisherigen experimentellen Arbeiten.

Die Thatsache, daß die Lichtbrechung zumal bei Flüssigkeiten durch die Wärme sich ändert, ist schon lange bekannt. Die ersten dies beweisenden Zahlen, die in die Oeffentlichkeit gedrungen sind, dürften wohl die Bestimmung der Brechungsexponenten des Cassiades bei verschiedenen Temperaturen seyn, die von Baden-Powell ¹⁾ herrühren, obgleich schon Arago ²⁾ eine Untersuchung über die Aenderung des Brechungsindex mit der Temperatur beim Wasser zwischen 0° und 10° mit Hilfe seines Interferenzialrefractors ³⁾ angestellt hatte. Die Resultate Arago's sind zweideutig. Mit Hilfe desselben Apparates, an dem nur wenige Theile verändert waren, unternahm später Jamin ⁴⁾ eine Untersuchung über den Brechungsindex des Wassers und fand eine entschieden ausgesprochene Abnahme desselben mit der Temperatur⁴⁾. Er beobachtete ferner, daß derselbe nicht wie die Dichte

1) Pogg. Ann. Bd. LXIX.

2) Arago's sämtliche Werke, deutsch v. Hankel Bd. 10, S. 257 etc. und S. 247. Er findet, daß das erwärmte Wasser das Licht stärker bricht, als in kaltem Zustande

3) *Description d'un nouvel appareil de recherches fondé sur les interférences.* *Compt. rend.* XLII, 482 bis 485.

4) Jamin. *Sur la vitesse de la lumière dans l'eau à diverses températures.* *Compt. rend.* XLIII, 1191 bis 1194.

ein Maximum bei 4° hat, sondern von 0° aufwärts immer abnimmt, nach einem Gesetz, welches sich darstellen läßt durch

$$K_t = K - at - bt^2,$$

wann K_t den Brechungsindex bei t° , K_0 denselben bei 0° und a und b Constante bedeuten.

Hieran schließt sich der Zeit nach eine Arbeit von van der Willigen¹⁾, der eine Reihe von Brechungscoefficienten des destillirten Wassers bei verschiedenen Temperaturen mit Hilfe eines Meyerstein'schen Spectrometers gemessen hat; dieselben sind jedoch so gering an Zahl und bewegen sich innerhalb so geringer Temperaturgränzen, daß man sich mit bloßer Anführung derselben begnügen kann.

Angeregt durch die Erfahrung Baden-Powell's, der der die Wichtigkeit der Kenntniß der Aenderungen des Brechungsindex mit der Temperatur sehr wohl erkannt hat, unternahmen Gladstone und Dale eine ziemlich umfassende Untersuchung über diesen Gegenstand und legten die Resultate ihrer Messungen in einer Abhandlung: "*On the influence of temperature on the refraction of light*" in den Philosophical Transactions²⁾ nieder. Dieselben benutzten zu ihren Arbeiten den Apparat Baden-Powells³⁾ und bestimmten zwischen Temperaturintervallen: bei Wasser von 0° bis 80° 6, bei Schwefelkohlenstoff von 0° bis 42° 5 und bei verschiedenen Alkoholen und Aetherarten zwischen 0° und 70° die Aenderung des Brechungsindex für die Fraunhofer'schen Linien A , D , H . Dieselben ziehen am Schlusse ihrer Versuche die Resultate in folgende Sätze zusammen:

1) Bei allen Substanzen vermindert sich der Brechungsindex mit steigender Temperatur. Die Größe der Aenderung ist bei verschiedenen Substanzen verschieden, am kleinsten beim Wasser, am größten beim Schwefelkohlenstoff.

1) Pogg. Ann. CXXII, 190 bis 192.

2) Phil. Transact. f. 1858, p. 887 bis 894.

3) Beschrieben und abgebildet in: Report of the British Association, 1839.

2) Die Länge des Spectrums nimmt bei stark zerstreuenden Substanzen, wie Schwefelkohlenstoff, Phosphor usw. stark, bei Wasser kaum noch bemerkbar mit der Temperatur ab.

3) In der Nähe der Punkte des Wechsels des Aggregatzustandes zeigt sich keine vorbereitende Verschiedenheit in dem Charakter der Aenderung des Index.

Die übrigen Schlüsse beziehen sich auf die Relation zwischen Dichte und Brechungsindex, auf die wir am Schlusse der Arbeit noch einmal zurückkommen. Die Ausdehnung der Versuche dieser beiden Physiker ist allerdings eine sehr große und hiermit bereits ein überaus reichhaltiges Material geschaffen worden. — Die Zuverlässigkeit ihrer Resultate giebt aber zu Zweifeln Anlaß, da eine Genauigkeit der Messung bis auf einige Einheiten der vierten Decimale entschieden verlangt werden muß und dieser Forderung nicht genügt ist. Beim Wasser werden zwei Bestimmungen für die Dlinie und 0° gegeben:

0°. 1,3330 und 1,33374 (Rühlmann 1,33374).

Während die erste Angabe den Anfang einer stetigen Bestimmungsreihe von 0° bis 70° C. fortschreitend um je 5° C. bildet, wurde die zweite Zahl erhalten bei einer kleinen Anzahl von Beobachtungen (die sie selbst *most careful* nennen), angestellt, um das Resultat Jamin's zu verificiren, daß der Brechungsindex keine dem Dichtigkeitsmaximum ähnliche Singularität bei 4° zeige. Meine eignen Beobachtungen, nach Elimination der zufälligen Beobachtungsfehler, gaben bei 0° ein mit der genaueren Gladstone'schen Angabe vollkommen übereinstimmendes Resultat; hieraus folgt, daß die erste Angabe um 7 Einheiten der vierten Decimale zu klein ist. — Für 70° und die Dlinie geben diese beiden Physiker

70° C. 1,3237 (Gl. und D.), 1,32505 (R.)

wiederum, im Vergleich mit meinen Versuchen einen zu kleinen Werth. Die Resultate weichen auch sehr weit von denen Baden-Powell's und Fraunhofer's ab, vielmehr als die meinigen; dieser Umstand und zumal die große Diffe-



renz zwischen zwei verschiedenen Beobachtungen derselben Verhältnisse werfen ein ungünstiges Licht auf die Zuverlässigkeit. Ich konnte damit unmöglich die Aufgabe als gelöst ansehen, um so weniger, da sich Gladstone und Dale nicht einmal die Mühe genommen haben, aus ihren Versuchen ein Gesetz in Gestalt einer Interpolationsformel abzuleiten. Was die Ursache der obigen Ungenauigkeit seyn möge, läßt sich nicht bestimmen, da nirgends die den Resultaten zu Grunde liegenden Zahlen mitgetheilt sind, so daß man aus diesen auf einen größeren Versehens- oder Rechenfehler schließen könnte.

Die nächste Arbeit, die wenigstens der Vollständigkeit wegen mit erwähnt werden muß, sind gelegentliche Bestimmungen von Schmidt¹⁾, die für die Linie *D* an Wasser und einigen Salzlösungen gemacht sind. Einestheils ist der Kreis, mit welchem bei diesen Versuchen die Winkelmessungen gemacht sind, zu ungenügend getheilt und andertheils wurde das Hohlprisma, welches die Flüssigkeiten enthielt, zeitweise auseinander genommen, der Winkel desselben aber bloß zu Anfang bestimmt, ohne daß man eine sichere Garantie seiner Constanz während der Beobachtungen hatte. Die auf diese Weise erhaltenen Zahlen weichen allerdings enorm von allen anderen ab, z. B. für *D* bei:

0°,9 C. 1,3355 statt 1,3337 (R.)

Obgleich Dr. Schmidt die Unzuverlässigkeit seiner Bestimmungen selbst erkennen mußte, fühlt er sich dennoch veranlaßt, die Abweichungen durch die Annahme zu erklären, daß die Natriumlinie, die er für *D* benutzte, nicht mit *D* coincidiren, sondern so zwischen *D* und *E* liege, daß der Abstand derselben von *D* zu dem von *E* sich verhalte wie 135:92. Wenn man nun überlegt, wie streng die Coincidenz der Natriumlinien mit der charakteristischen Doppellinie *D* nicht nur schon von Fraunhofer, sondern zumal von Kirchhoff nachgewiesen worden ist, so kann

1) Pogg. Ann. Bd. 107, S. 204 etc. Auszug aus dem Programm des Gymnasiums und der damit verbundenen Realschule zu Plauen für das Jahr 1859.

man umgekehrt hieraus einen Schluss auf das Gewicht machen, welches man diesen Bestimmungen der Brechungsindices beizulegen hat.

Eine weit grössere Berücksichtigung verdienen die Beobachtungen über die Aenderung des Brechungsvermögens mit der Temperatur von Landolt, die enthalten sind in seiner verdienstlichen Experimentaluntersuchung: *Ueber den Einfluss der Zusammensetzung Kohlenstoff-, Wasserstoff- und Sauerstoff-haltiger flüssiger Verbindungen auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes*¹⁾. Seine Beobachtungen beziehen sich meist auf drei verschiedene Temperaturen und die 3 hellsten Linien (nach Pflicker: α , β , γ) des Spectrums des glühenden Wasserstoffgases. Dieselben bestätigen im Wesentlichen die Resultate Gladstone's und Dale's, können aber, da die Versuche nicht über hinreichend viele Temperaturen ausgedehnt wurden, noch nicht befriedigen.

Von höchster Bedeutung und entschieden mustergültig in Bezug auf Durchführung sind die Versuche von Fizeau²⁾, der, unter Anwendung der Methode der Interferenzen, die Aenderung der Fortpflanzungsverhältnisse im Glase, Flusspath, Kalkspath und später auch im Bergkristall maass. — Allerdings beschränkt er sich bei seiner Methode auf Beobachtungen für das homogene Licht der Natriumflamme, so dass man auf eine Aenderung der Dispersion aus denselben nicht schliessen kann. Da diese Versuche grosse Bedeutung haben und für die Aenderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit in festen Körpern bis jetzt die einzigen Zahlendaten sind, so möge es erlaubt seyn, dieselben in Kürze hier zusammenzustellen. Bezeichnet n den Brechungsindex bei gewöhnlicher Temperatur, n' den bei höherer Temperatur, v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes in Luft, v' die im kalten, v'' die im erwärmten Körper und setzt man:

1) Pogg. Ann. Bd. 123, S. 595.

2) *Recherches sur la modification que subit la vitesse de la lumière dans le verre et plusieurs autres corps sous l'influence de la chaleur.* Compt. Rend. T. LV, 1237 bis 1239.



$$v'' = v' (1 + \beta t)$$

so ergibt sich: $\beta = \left(\frac{n - n'}{n} \right)$.

Die Resultate sind folgende:

Substanz	Dichte	n_D	$(n' - n)_{100}$	100β
Glas von St. Gobains	2,438	1,5033	0,000163	- 0,000108
zweite Sorte	2,514	1,528	0,0000997	- 0,000065
Kronglas	2,626	1,5204	variiert	unsicher
Flussspath	3,2	1,435	- 0,00136	+ 0,00049
Flintglas gem.	3,584	1,6112	0,00026	- 0,00163
Flintglas schweres	4,14	1,682	0,000687	- 0,000408
Kalkspath parallel der	2,723	ρ 1,65850	+ 0,0000565	- 0,0000341
Axe zerschnitten		ϵ 1,46835	+ 0,00108	- 0,000727

Die Fizeau'schen Versuche ergeben also aufer für Flussspath für die übrigen Substanzen das Resultat, daß trotz der Abnahme der Dichte die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes mit steigender Temperatur ab, also die lichtbrechende Kraft sunimmt.

Nur bei dem Flussspath nimmt mit steigender Temperatur der Brechungsindex ab, ähnlich wie bei den Flüssigkeiten und Gasen.

Eine Erklärung und Auflösung dieses eigenthümlichen Widerspruches wird weiterhin versucht werden.

Die Methode, nach welcher Fizeau seine Zahlen gefunden hat, ist die folgende:

Man schneidet die Substanz in planparallele Platten, deren Flächen um ungefähr 1^{mm} bis 10^{mm} abstehen. Ein lothrecht auf die Platte fallendes Bündel homogenen Lichtes giebt Anlaß zu 2 reflectirten Strahlen (mehrfache Reflexionen vernachlässigt), die Interferenzerscheinungen hervorbringen. Da die meisten Oberflächen, die der Mechaniker eben zu schleifen sucht, fast immer mehr oder weniger convex sind, so erhalten die Interferenzfransen meist eine kreisförmige Gestalt. Der Gangunterschied der beiden Lichtstrahlen rührt davon her, daß der eine direct an der ersten Vorderfläche des Glases reflectirt ist, während der andere in das Glas eintretend an der Hinterfläche der Platte reflectirt worden

und nun, die Dicke des Glases noch einmal rückwärts durchlaufend, wieder in die Luft austritt. Es kommt hier demnach der im Glase mit anderer Geschwindigkeit als in Luft durchlaufene Weg und die erlittene Phasendifferenz bei der Reflexion in Frage. Bei einer Erwärmung der Platte verschieben sich natürlich die Fransen und diese Verschiebung misst man. Dieselbe hat zwei Ursachen: 1) Eine Ausdehnung der Platte senkrecht zu den Flächen, woraus eine Aenderung der Dicke, somit des Weges, folgt. 2) Eine Aenderung des Brechungsindex selbst, wodurch die Geschwindigkeit geändert wird, mit welcher der Strahl den geänderten Weg durchläuft. Kennt man die Dicke der Platte bei einer gewissen Temperatur, so kann man aus der Anzahl der verschobenen Fransen die Aenderung des Index ableiten. —

In der Unmöglichkeit, den Ausdehnungscoefficient ganz zuverlässig zu bestimmen, liegt die Hauptschwierigkeit dieses sonst so vorzüglichen Verfahrens. Bezüglich der speciellen Anstellung der Versuche und der Formeln, mit deren Hilfe man die Ableitung der Resultate aus den Beobachtungen ausführt, müssen wir auf die interessanten Originalabhandlungen verweisen.

Eine weitere Arbeit auf diesem Gebiete ist eine neue Untersuchung¹⁾ der beiden englischen Physiker Gladstone und Dale, die zum Theil abermals Bestimmungen der Brechungsindices bei verschiedenen Temperaturen enthält, im Wesentlichen sich aber auf den Zusammenhang zwischen Brechungsindex und Dichte und die Aenderung des Brechungsvermögens in Flüssigkeiten, in homologen Reihen und den Einfluß der Substitution neuer Radicale erstreckt. Diese Arbeit liefert eine erstaunliche Menge neuen Beobachtungsmateriales, nämlich die Brechungsindices von 76 Substanzen für die Fraunhofer'schen Linien *A*, *D*, *H*, meist für 3 Temperaturen, zwischen 5° und 36° C., und außerdem noch die Indices von 68 Flüssigkeiten für mittlere Tempe-

1) *Researches on the refraction, dispersion and sensitiveness of liquids. Philos. Transact. 1863. Vol. 158, p. 318 bis 343.*

raturen und alle Hauptlinien des Spectrums. Dieselbe hat ferner auch noch deshalb einen höheren Werth als die frühere Abhandlung, weil sie gleichzeitig einige Anhalte zur Beurtheilung der Genauigkeit der Versuche an die Hand giebt. — Die Bestimmungen erfolgten in einem Glasboblprisma und es wurde der brechende Winkel von ungefähr 61° als constant für die verschiedenen Temperaturen vorausgesetzt. Während nun die früheren Beobachtungen dieser Physiker ¹⁾ so angestellt waren, daß sie zu vorher bestimmten Temperaturen, also z. B. bei 0° , 5° , 10° , 20° usw. die Bestimmung des Winkels der kleinsten Ablenkung zu erhalten suchten, so machten sie bei ihren neuen Versuchen diese Messungen bei Temperaturen, wie ihnen dieselben gerade durch den Verlauf der Abkühlung oder Erwärmung gegeben waren, ein Verfahren, welches jedenfalls zu weit genaueren Resultaten führen mußte. Sie schätzen den Fehler in ihren Wärmeangaben auf 1° bis 2° , was bei Wasser in den höheren Temperaturen allerdings eine Abweichung bis zu ± 8 Einheiten der 4. Decimale mit sich bringt. Die Genauigkeit ihrer Winkelmessung geben sie auf $\pm 1'$ an, was einem Fehler von ± 2 Einheiten der 4. Decimale entspricht; also sieht man, daß eine Abweichung um ± 8 Einheiten der 4. Decimale recht gut zu erklären ist. Sie geben der Aenderung des Brechungsindex n mit der Temperatur, innerhalb 10° , den Namen »*sensitiveness*«, $n-1$ nennen sie brechende Kraft »*refractive energy*«. — Die abweichenden Angaben über den Brechungsindex des Wassers für die Dlinie bei 0° findet aber auch in dieser Untersuchung keine Aufklärung. — Um die Uebereinstimmung oder respective Abweichung der Beobachtungen Gladstone's und Dale's für das Wasser mit den meinigen zu zeigen, findet man in der Tafel I, in welcher der Verlauf des Index mit der Temperatur graphisch dargestellt ist, mit Sternchen die Angaben derselben für die Dlinie neben den meinigen eingetragen. Auf die Ansicht derselben über die Beziehung der Brechungsindices zur Dichte komme ich im Folgenden noch zurück.

1) Siehe Seite 2.

Zum Schlusse bleibt mir noch übrig einer Reihe von Beobachtungen zu gedenken, die von Müttrich ¹⁾ über die Aenderungen der Brechungsexponenten des Rüböls und des Wassers durch Wärme angestellt worden ist. Derselbe bedient sich zur Bestimmung dieser Gröfsen der Winkeländerung der optischen Axen des Arragonites, nachdem diese Axenänderung in freier Luft sehr genau gemessen worden war. Die Bestimmungen ergeben viel zu hohe Resultate, obgleich sich die Beobachtungen für die Natriumlinie recht gut an die Formel

$$n = 1,33696 - 0,00006909 t - 0,0000008513 t^2$$

anschliessen. Da dieses Verfahren die genaue Bestimmung des Aenderungsgesetzes des Axenwinkels in der Krystallplatte voraussetzt, also ziemlich complicirt ist und jeder Fehler in der Ermittlung dieses Gesetzes in die Bestimmung des Index miteingeht, so glaube ich nicht, dafs es eine grofse Verbreitung und Anwendung zur Bestimmung der Abhängigkeit der Brechungsverhältnisse flüssiger Körper von der Temperatur finden wird. Diese Beobachtungen sind mit gekreuzten Kreischen (bezogen auf die Fraunhofer'sche Linie *D* und Wasser) in die Tafel mit eingetragen.

Blickt man zurück auf diese bisher veröffentlichten Experimentaluntersuchungen, so mufs man jedenfalls zugestehen, dafs durch die Arbeit Fizeau's für feste Körper und durch die Untersuchungen Gladstone's und Dale's für flüssige Körper, die Hauptgrundzüge dieser Erscheinungen fest gelegt sind, dafs aber die Präcision der Resultate noch sehr viel zu wünschen übrig läfst. Man kann zumal die Aufgabe nicht eher als gelöst ansehen, als bis aufser dem Brechungsindex (genau innerhalb bestimmter Gränzen) auch das Aenderungsgesetz in Form einer Interpolationsformel gegeben

1) Bestimmung des Krystallsystemes und der optischen Constanten des weinsauren Kalinatrons, Einflufs der Temperatur auf die optischen Constanten desselben und Bestimmung des Brechungsquotienten des Rüböls und des destillirten Wassers bei verschiedenen Temperaturen von A. Müttrich. Pogg. Ann. Bd. 121, S. 193 bis 238 und S. 298 bis 430.

ist. Man giebt diese Interpolationsformel am besten in der Gestalt:

$$\mu_t = a + bt + ct^2 + dt^3 + et^4 + \dots$$

wo die Constanten a, b, c, d usw. mit thunlichster Genauigkeit bestimmt, und die Uebereinstimmung dieser Formel mit den Beobachtungen nachgewiesen seyn muß. Für feste Körper hat Fizeau diese Daten geliefert, während bis jetzt für Flüssigkeiten Aehnliches nur für 0° bis 65° durch Müttlich gegeben ist. Die Zahlen des letzteren Beobachters sind von denjenigen anderer Physiker so abweichend, daß man dieselben, trotz ihrer weiten Ausdehnung, höchstens als relativ gültig ansehen kann, insofern sie mit einem gemeinsamen Fehler behaftet seyn müssen, von dem man nicht einmal weiß, ob derselbe nicht eine Function der Temperatur ist.

Die Aufgabe, die hier zuerst zu lösen ist, besteht also darin, eine Formel entweder für die Aenderung der Brechungsindices verschiedener Lichtstrahlen, oder noch besser, für diejenigen der Constanten einer Dispersionsformel bei möglichst vielen Flüssigkeiten anzugeben.

Für Wasser habe ich versucht, diese Daten zu liefern und werde bemüht seyn, nachdem ich durch diese Untersuchung meine Beobachtungsverfahren erprobt habe, auch für andere Substanzen noch diese wichtigen physikalischen Constanten zu bestimmen.

Aus dem bisher Gesagten ergibt sich, daß die Angabe der Brechungsindices von Substanzen, ohne Angabe der Aenderungformeln, ebensowenig Werth hat, wie die Angabe der specifischen Gewichte ohne Hinzufügung der Ausdehnungscoefficienten.

II.

Die Beobachtungsverfahren.

Man kann zur Bestimmung des Brechungsindices sehr verschiedene Wege einschlagen, da fast jede optische Relation, in welche die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes eingeht, als Grundlage einer solchen Methode anwendbar ist. Die meist verbreitetste derselben ist diejenige,

welche auf der Bestimmung der Ablenkung eines Lichtstrahles beruht, die derselbe erfährt, wenn er durch ein Prisma der zu untersuchenden Substanz geht. Dieses Verfahren wurde auch bei meinen Versuchen angewendet und soll später discutirt werden.

Die zweite, nur von Arago ¹⁾, Jamin und neuerdings von Fizeau angewendete Methode ist die der *Interferenzen*. Läßt man zwei Lichtstrahlen gemeinen oder homogenen Lichtes unter günstigen Umständen parallel oder unter sehr kleinem Winkel zusammentreffen, so treten bekanntermaassen Interferenzerscheinungen auf, die, wenn die gemeinschaftliche Quelle beider Strahlen linear, im Allgemeinen parallele Streifen seyn werden. Betrachtet man nun zwei Lichtstrahlen, welche zu solchen Phänomenen Anlaß geben, so entsteht bekanntlich ein mittelster oder hellster Streifen an der Stelle, wo beide Wellenzüge genau gleiche Wege seit ihrem Ausgange aus einer gemeinschaftlichen Lichtquelle durchlaufen haben. Wird nun einer der Strahlen verzögert, so kommt dieser später nach dem Punkte, wo sich früher der centrale Streifen bildete; dieser kann jetzt nicht mehr in der Mitte entstehen, sondern wird nach der Seite des verzögerten Strahles um ein Stück verschoben seyn. — Diese Thatsache setzt uns in den Stand, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes in einem Medium zu bestimmen, wenn man die Dicke der verzögernden Schicht genau kennt und die Größe der Verschiebung des centralen Streifens genau mittelst einer Mikrometervorrichtung oder durch Winkelmessung mit dem Fernrohr bestimmte.

Man kann auf diese Weise noch sehr geringe Unterschiede in dem Brechungsvermögen nachweisen und ist diese Methode zumal zu Differenzialbeobachtungen sehr brauchbar. Für größere Differenzen würde aber der Apparat nicht mehr angewendet werden können, wenn man nicht auch dem zweiten Strahle eine meßbare Verzögerung zu ertheilen im Stande wäre. Arago benutzte bei seinem Apparate zu diesem Zwecke eine Compensatoreinrichtung, welche darauf

1) Arago's sämtliche Werke, deutsch von Hankel, Bd. 10, S. 257 ff.



beruhte, daß der zweite Lichtstrahl genöthigt wurde, unter einem meßbaren Winkel durch eine planparallele Glasplatte zu gehen, deren Dicke bekannt war, wodurch er eine genau bestimmte Verzögerung erhielt. — Wir gehen auf den Arago'schen Apparat nicht näher ein, weil er zu messenden Versuchen eigentlich nicht in Anwendung gekommen ist, und deuten nur das Princip des von Jamin zu seinen Beobachtungen benutzten abgeänderten Interferenzialrefractors¹⁾ an. — Dieses Instrument beruht auf der Anwendung des Interferenzphänomens dicker Platten. Man schneidet eine planparallele Platte in 2 Theile, befestigt die eine Hälfte auf einem Gestelle und fängt damit ein Bündel paralleler Strahlen auf. Ein von *A* aus einfallender Lichtstrahl (siehe Fig. 1, Taf. I) wird einestheils an der Vorderfläche und andertheils an der Hinterfläche der Platte P_1 reflectirt und somit in 2 Bündel zerlegt, die um den Weg in der Glasplatte und den Phasenverlust bei der Reflexion an der Hinterwand gegen einander verzögert sind. In einiger Entfernung stellt man in den Weg der beiden parallelen Strahlen die andere Hälfte der Glasplatte P_2 , und richtet sie parallel der ersten Hälfte. Dann wird der ursprüngliche Strahl (überall von mehrfachen inneren Reflexionen abgesehen) in 4 zerlegt, von denen 2 als in Phase und Richtung vollkommen zusammenfallend erscheinen. Der eine dieser beiden ist der, welcher an der Vorderfläche des ersten Glases reflectirt und im zweiten Glase an der Hinterfläche reflectirt austritt, der andere Strahl wurde im ersten Glase an der Hinterfläche und im zweiten an der Vorderfläche reflectirt (siehe Fig. 1, Taf. I). In dem Zwischenraume sind die beiden Strahlen von einander um eine Strecke entfernt, die von der Dicke und Neigung der Platten gegen den einfallenden Strahl abhängt und beliebig vergrößert werden kann. Sind also P_1 und P_2 die beiden parallelen Platten, so kann man sich unter T und T_1 eingeschaltete Medien vorstellen und von *B* aus die Verschiebung der Streifen messen. Schaltet man z. B., wie

1) Jamin, Interferenzialrefractor. Cosmos 1856. No. 10, S. 227. Hieraus: Pogg. Ann. Bd. 98, S. 445 bis 349.

es Arago vorschlug und Jamin ausführte, gleich lange Röhren mit Flüssigkeiten verschiedener Temperatur ein, so kann man die Aenderungen der Brechungsindices recht gut damit verfolgen. Bei diesem Verfahren ist noch auf einige Schwierigkeiten aufmerksam zu machen, dieselben bestehen darin: erstens, daß die Röhren mit verschiedenen Temperaturen dicht neben einander liegen müssen und zweitens, daß diese Röhren gleiche Länge behalten oder die Längenänderungen berücksichtigt werden müssen. Während das letztere sehr unbequem, ist der gestellten Anforderung kaum durch mechanische Hilfsmittel zu genügen. Wendet man nicht homogenes, sondern wie Jamin, weißes Licht an, so hat schon Stokes¹⁾ bemerkt, daß man aus der Verschiebung der Interferenzfransen etwas zu große Resultate erhält, weil durch die größere Breite der Streifen für die Strahlen, geringerer Brechbarkeit die Mitte etwas stärker verschoben scheint, als sie es in der That ist.

Jamin hat nach dieser Methode sowohl seine obenerwähnten Bestimmungen der Aenderung des Brechungsindex des Wassers mit der Temperatur erhalten, als auch den Nachweis geliefert, daß sich der Brechungsindex des Wassers proportional mit einem äußeren Drucke ändert²⁾.

Mehrmals ist eine Bestimmungsmethode des Index für Flüssigkeiten aufgetaucht, die auf der Messung der Größe der parallelen Verschiebung beruht, die ein Lichtstrahl beim Durchgange durch eine gewisse Dicke einer horizontalen Flüssigkeitsschicht verfährt. Die Ausführung des Versuches geschieht so, daß man vor und nach dem Einfüllen einer Flüssigkeit in ein Gefäß nach einer am Boden befindlichen Marke visirt.

Ogleich man diese Bestimmungsmethode wiederholt zurückgewiesen und gezeigt hat, daß hier ein kleiner Fehler in Beobachtung der Verschiebung zu sehr großen Differenzen Anlaß giebt, weil man von kleinen Größen auf größere

1) Stokes, *Mém. d. l'Institut* 1856, p. 453.

2) Jamin, *Ann. de Chim. et Phys.* LIII, p. 163.



schließt, ist dieselbe doch noch in neuerer Zeit mehrmals unter verschiedener Gestalt wiedergekehrt¹⁾. Ihren Werth suchte man besonders darin, daß der Lichtstrahl aus Luft in die freie Flüssigkeitsoberfläche eintreten kann, während bei der Untersuchung in Prismen Dichtigkeitsänderungen an der gerade wesentlichen Endfläche eintreten können. Nach der Poisson'schen Ansicht von der Capillarität muß eine solche Verdichtung an der Contactfläche zwischen Flüssigkeit und Glas allerdings stattfinden, dieselbe wird aber jedenfalls in Schichten parallel der abschließenden Glasschicht bald in die normale Dichte der Flüssigkeit übergehen, und folglich kann dadurch der Ablenkungswinkel nicht geändert werden. Fände eine solche verdichtende Wirkung aber noch innerhalb der Beobachtungsgränzen statt, so müßte das durch ein enges Hohlprisma gebrochene Bild einer ausgedehnten, homogenen, geraden Lichtlinie convex erscheinen, da dann auch nach den Röhrenwandungen zu eine Verdichtung der Flüssigkeit stattfinden würde; etwas Derartiges habe ich bis jetzt nirgends, nicht einmal beim Durchgang durch enge Metallröhren beobachten können.

Auch die Methode der Ablenkung, welche zu wirklich ausgeführten Bestimmungen des Index hauptsächlich gedient hat, und nach welcher auch die vorzüglichen Messungen sowohl Fraunhofer's²⁾ und Baden-Powell's³⁾, als auch die Bestimmungen von Becquerel und Cahours⁴⁾, Deville⁵⁾, Delffs⁶⁾, Dutirou⁷⁾, Beer und Kremers⁸⁾,

1) *Mémoire sur la détermination des indices de réfraction. Compt. rend. XXXIX, p. 27 bis 29* und Neue Methode den Brechungsindex von Flüssigkeiten zu messen von Ch. Montigny, Pogg. Annalen Bd. 123.

2) Fraunhofer, Denkschriften der Münchener Akademie, Bd. V, 1812 bis 1815.

3) *Ann. de chim. et de phys. sér. III, vol. V, p. 129.* Pogg. Ann. Bd. LXIX.

4) *Compt. rend. VI, 867*; daraus Pogg. Ann. LI, S. 267.

5) *Ann. de chim. et de phys. sér. III, vol. V, p. 129.*

6) Pogg. Ann. LXXXI, S. 470.

7) *Ann. de chim. et de phys. sér. III, T. XXVIII, p. 176.*

8) Pogg. Ann. Bd. CI.

Hoek¹⁾, Landolt²⁾, Handel, Ad. Weifs und E. Weifs³⁾, Gladstone und Dale⁴⁾, Forthomme⁵⁾ und schliesslich auch die meinigen gemacht sind, schliesst eine ziemliche Anzahl von Varianten mit verschiedenen Vorzügen und Nachtheilen in sich.

Das gewöhnlichste Verfahren ist, das Minimum einzustellen und dann hieraus den Brechungsindex nach der Formel:

$$n = \frac{\sin \frac{\alpha + \delta}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}}$$

abzuleiten (wenn α der Winkel des Prisma und δ die kleinste Ablenkung ist). Ein anderes, vielleicht ein Wenig genaueres Verfahren ist, soviel mir bekannt, zu zuverlässigen Messungen zuerst von Seebeck angewendet worden und besteht darin, sowohl den Winkel des austretenden, als den des eintretenden Strahles zu bestimmen. Einestheils fordert diese Methode, wenn sie sich nicht in's Unendliche compliciren soll, eine Aufstellung des Prisma's über dem Centrum des Kreises des Winkelmessinstrumentes und ausserdem die Bestimmung sehr vieler Winkel, wodurch die Genauigkeit zum Theil wieder aufgehoben wird. — Aus diesem Apparat den Seebeck⁶⁾ schon 1830 angegeben hat, haben sich nach und nach für ähnliche Zwecke, das Meyerstein'sche Spectrometer und die vollkommeneren Form des Babinet'schen Goniometers entwickelt. Der erste Apparat diente van der Willigen bei seinen oben erwähnten Beobachtungen, während mit dem Babinet'schen Goniometer, sowohl Dutirou, als zumal die Wiener Physiker: Handel

1) Pogg. Ann. CXII, 347.

2) Pogg. Ann. Bd. CXXIII.

3) Wiener Akademieberichte Bd. XXV, XXXIII.

4) *Phil. Transact.* 1858, p. 887 etc. Hieraus Pogg. Ann. Bd. CVIII, S. 632 etc. und *Phil. Transact.* 1863, p. 317.

5) *Ann. de chim. et phys.* LX, 307.

6) Seebeck, *Observationes circa nexum intercedentem etc.* Inaugural-Dissertation. Berlin 1830.



und Weifs unter Grailich's Leitung ihre schönen Versuche über die Brechungsexponenten der Flüssigkeitsgemische angestellt haben.

Hat man keine centrale Aufstellung der Prismen, die ja bei Anwendung der Theodolithen und meisten Winkelmessinstrumente nicht möglich ist, so muß man alsdann für die excentrische Aufstellung des Prisma corrigiren. — Da es bei meinen Versuchen darauf ankam, das Prisma beliebig erwärmen und mit den Messungen der Brechung fortlaufende Bestimmungen des brechenden Winkels verbinden zu können, so wählte ich folgende Anordnung und Aufstellung:

Auf einer grossen Steinplatte im physikalischen Cabinet der Universität Leipzig stand zuerst auf einem soliden Steincylinder, von ungefähr 1 Met. Höhe, ein Theodolith von Pistor und Martini, dessen Fernrohr mit Verticalkreis abgenommen werden konnte. Man stellte auf den Theodolith einen Tisch mit Stellfüßen, der auf 3 Spitzen ein, nach zwei senkrechten Richtungen mittelst Schlittenbewegung verschiebbares Hohlprisma trug, welches zur Aufnahme der zu untersuchenden Flüssigkeiten diente. In ungefähr 30^{cm} Abstand davon befand sich auf einem festem Holzbock ein Repsold'sches Universalinstrument, dessen gebrochenes Fernrohr sich in gleicher Höhe mit dem Hohlraum des Prisma's befand. In gleicher Höhe mit diesen beiden Fernröhren war in ungefähr 8^{met} Entfernung ein Schirm aufgestellt, der eine verschiebbare verticale Spalte trug, hinter welcher man späterhin die Flamme anbrachte. Ein wenig zur Seite des Prisma's befand sich auf einem zweiten Holzbock ein festes Fernrohr, welches so gerichtet war, daß man damit eines Theils die brechende Kante des Prisma's vertical stellen und anderntheils durch Reflexionsbeobachtungen den Winkel des Prisma's bestimmen konnte.

Fig. 2, Taf. I, erläutert die Aufstellung. *T* ist der Theodolith, *U* das Universalinstrument, *P* das Prisma, *F* das Hilfsfernrohr, *S* deutet die Richtung nach dem Spalt und *O* die Richtung nach der Auffangstange eines fernen Blitz-

ableiters an. Die quadratische Umgränzung soll andeuten, daß sich die sämtlichen Apparate auf einer und derselben Steinplatte befinden. Die Orientirung der Instrumente machte folgende Operationen nöthig:

1) Vertikalstellung der Drehungsaxe des Theodolithen mit Hilfe der Libelle,

2) Centriren und Einstellen des Hohlprisma's, so daß die Durchschnittslinie der abschließenden Glasplatten parallel der Drehungsaxe wurde und die Drehungsaxe selbst durch die Halbierungsebene des Prismenwinkels geht. Der ersten dieser beiden Forderungen läßt sich streng dadurch genügen, daß man das Prisma so lange mit Hilfe der Stellschrauben des Trägertisches verstellt, bis ein mit dem Prisma und der Axe des Hilfsfernrohrs in einer Horizontalebene liegendes, fernes Object *O*, sich auf beiden Seiten des Prisma so spiegelt, daß es bei beiden Reflexionen an dem horizontalen Faden des Hilfsfernrohrs erscheint. Die zweite Forderung wird nur angenähert erfüllt.

3) Einstellung des Spaltes in gleiche Höhe mit dem Prisma und Vertikalstellen desselben durch Vergleich mit einem Lothfaden.

4) Aufstellung des Universalinstrumentes.

Man erhellt erst die Spalte durch eine möglichst intensive Lichtquelle und sucht die Gegend, wohin das Minimum der Ablenkung fällt; in diese Richtung bringt man das Universalinstrument und verändert seine Lage, bis man das gebrochene Spectralbild der Spalte im Fernrohr erhält. Das erste Suchen dieses Bildes ist allerdings etwas mühsam, ist es aber einmal gefunden, so kann man den Apparat leicht in gleiche Höhe mit der Spalte und die Drehungsaxe desselben vertical stellen, ohne das Bild wieder aus dem Gesichtsfeld zu verlieren. Im Anfange habe ich mir auch oft dadurch geholfen, daß ich das Fernrohr des Universalinstrumentes auf das Prisma richtete, hinter das Ocular eine Lichtquelle brachte, und nun in ungefähr 8^{met.} Entfernung die Spalte da aufstellte, wo ich das gebrochene Bild des Licht-

tes fand, und dann erst Spalt und Universal genauer corrigirte.

Hatte man durch Nivelliren die Axe des Universalinstrumentes vertikal gestellt und genau das Minimum der Ablenkung gesucht, so wurde das gebrochene Bild des mit der Natriumflamme beleuchteten Spaltes mit dem Verticalfaden des Fernrohrs zur Deckung gebracht. Bekanntlich divergiren im Minimum der Ablenkung die Strahlen nach dem Austritt derart, als ob sie den Weg direct von der Spalte aus durchlaufen hätten, so das man dann, da der Unterschied in den Wegen sehr gering ist, auch die Spalte direct ohne Weiteres scharf sehen wird. Soll die Aufstellung des Instrumentes richtig seyn, so muß das gebrochene und direct gesehene Bild der Spalte in gleicher Höhe im Fernrohr erscheinen. — Sollte die Differenz bedeutend seyn, so muß man den Höhenabstand mit Hülfe des Verticalkreises messen und die Winkelablesungen mit dem Cosinus der Höhendifferenz dividiren.

Der wesentlichste Unterschied der von mir gewählten Methode von dem Verfahren, dessen sich Fraunhofer, Baden-Powell und andere bedienen, besteht darin, das ich mein Prisma, vollkommen getrennt vom Fernrohr, auf einem Theilkreis meßbar drehbar aufstelle. Ich wählte diese Anordnung eines Theiles, weil ich bei derselben das Prisma beliebig erwärmen und während der Versuche erwärmt erhalten konnte, ohne seine Stellung ändern zu müssen, und andern Theils, weil ich auf diese Weise fortlaufend Bestimmungen des brechenden Winkels mittelst Reflexionsbeobachtungen mit einschalten konnte. Zumal für Messung der Aenderungen des Brechungsindex mit der Temperatur dürfte diese Methode wohl vor den übrigen den Vorzug verdienen.

Bei einer Aenderung der brechenden Kraft des Mediums, mit dem das Hohlprisma gefüllt ist, ändert sich der Winkel der kleinsten Ablenkung. Da das Fernrohr die Strahlen aber parallel aufnimmt und vereinigt, so lange als nur irgend ein Theil des aus dem Prisma austretenden Lichtes noch

innerhalb des Kegels fällt, welche man vom Ocular zum Objectiv hin ziehen kann, so sieht man, daß selbst bei größeren Aenderungen des Winkels der kleinsten Ablenkung das gebrochene Bild der Spalte noch eingestellt werden kann.

Die Beobachtungen selbst zerfallen in zwei Haupttheile: die Bestimmung des brechenden Winkels des Prisma's und die Bestimmung des Winkels der kleinsten Deviation.

1) *Die Winkelmessung des Prisma.* Hat man auf einem Theilkreise mess- und drehbar (in vorher erwähneter Weise justirt) ein Prisma aufgestellt und richtet das in gleicher Höhe befindliche Hilfsfernrohr darauf, so kann man auf den Flächen gespiegelte ferne Objecte wahrnehmen. Die Winkelbestimmung ergibt sich einfach aus der Differenz der Ablesungen im Theilkreis, wenn ein und dasselbe ferne Object auf der einen oder anderen Prismenfläche reflectirt erscheint.

2) *Die Bestimmung des Winkels der kleinsten Ablenkung.* Bei unserer Aufstellungsweise mißt man am Universalinstrument nicht direct den Winkel der kleinsten Ablenkung, sondern muß zu der Ablesung noch eine Correction wegen der excentrischen Stellung des Prisma's hinzufügen. Bezeichnet in Figur 3, Taf. I, S die Spalte, P das Prisma, O das Centrum des Universales, δ den Winkel der Ablenkung, so ist:

$$\delta = \varphi + \psi \text{ und}$$

$$\cdot \text{ tang } \psi = \frac{OP \sin \varphi}{OS - OP \cos \varphi}.$$

Man muß, um ψ zu bestimmen, aufser φ , welches man direct am Universal abliest, noch den Abstand der Spalte von dem Centrum des Universals und dessen Abstand vom Prisma messen.

III.

Die zur Untersuchung dienenden Instrumente

1) Der Theodolith diente gleichzeitig als Prismenträger und Reflexionsgoniometer; er ist in Sechstelgrade getheilt

und gestattet mit Hilfe der Nonien eine Ablesung bis auf 10". Da man zwei Nonien ablas, die um 180° abstanden, so wurde ein etwaiger Excentricitätsfehler dadurch eliminirt. Dafür, daß keine großen Theilungsfehler stattfanden, bürgt einestheils der Name des Verfertigers und andererseits die Prüfung und Benutzung des Apparates durch Herrn Prof. Hankel.

2) Das Universalinstrument besitzt ein gebrochenes Fernrohr und eine sehr feine Libelle zur Verticalstellung der Drehungsaxe. Die Theilung des Horizontalkreises ist von Repsold. Die Ablesung der Grade und Sechstelgrade geschieht mit einem Index und der Lupe, die Ablesung der Minuten und Secunden an den Trommeln zweier Mikroskope. Man liest direct 10 Secunden ab und schätzt bis auf 1 Secunde.

3) Die Maafsstäbe, deren man sich zu den Längenmessungen bediente, waren zwei mit Messingenden versehene Mahagonistäbe, die in Millimeter getheilt waren. Da es hier blofs auf relative Längen ankommt, und man sich von der Richtigkeit der Theilung überzeugt hatte, so konnte man die Maafsstäbe ohne Correction gebrauchen.

Die Messung der Längen geschah in der Weise, daß man die Spalte und das Centrum des Universalinstrumentes auf den Fußboden herablothete, über die beiden Punkte hin einen Faden spannte, um die geradlinige Verbindung derselben herzustellen und an diesem hin die Maafsstäbe auflegte. — Schwieriger war die Bestimmung der Entfernung des Prisma von der Drehungsaxe des Universalinstrumentes. Da mein Prisma eine ziemliche Ausdehnung besitzt, konnte man im Zweifel seyn, von welcher Stelle an man die Längen zu messen habe. Man wählte in der Richtung der Fernrohraxe den Punkt, der ungefähr den Durchschnitt dieser Richtung mit der Halbirungsebene des Prismenwinkels darstellt. Da mein Prisma genau in der Mitte eine kleine kreisförmige Oeffnung zur Einführung eines Thermometers hatte, so las ich den Maafsstab gewöhnlich an den beiden scharfen Rändern der Oeffnung ab und nahm daraus das

Mittel. (Siehe Fig. 4, Taf. I.) Jedenfalls verfährt man auf die angegebene Weise richtiger als Schmidt, der die Entfernung der dem Fernrohr zugewendeten Prismenflächen von der Drehungsaxe für diese Länge einführte.

4) Das Hohlprisma. Es müssen an dasselbe zwei Forderungen gestellt werden, erstens: das dasselbe leicht und sicher erwärmbare sey, und zweitens: das man es während der Versuche auf möglichst constanter Temperatur halten konnte. Ich liefs demselben zuerst folgende Construction geben: Eine Glasröhre, von ungefähr zwei Centimeter innerer Weite und 2 bis 3 Millimeter Glasdicke, war an den Enden in der Weise eben abgeschliffen, das die Seiten unter ungefähr 60° gegen einander geneigt waren. Genau in der halben Länge der Röhre befand sich eine kreisförmige Oeffnung von ungefähr 1 Centimeter Radius, in welche eine andere Glasröhre wasserdicht eingekittet war, die zur Einführung eines Thermometers diente. Die abgeschliffene Röhre war nun eingesetzt in einen prismatischen Blechkasten, der oben offen und dessen Grundrifs ein gleichseitiges Dreieck war. Durch die Seitenwandungen ragte die Glasröhre um ungefähr 1^{mm} hervor und war möglichst dicht in das Blech eingepafst und eingekittet. Auf die beiden ebenen Glasränder wurden nun zwei planparallele Glasplatten aufgelegt, die man aus einem alten Troughton'schen künstlichen Horizont erhalten und vorher durch Reflexionsbeobachtungen auf ihre Planheit und ihren Parallelismus geprüft hatte. Mittelst eines darüber gelegten Messingdiaphragma's, welches an 3 Stellen mittelst Schrauben an den Blechkasten befestigt war, drückte man, durch Anziehen dieser Schrauben, die Glasplatten an das Glasrohr an. Dieser ganze Kasten wurde in einen zweiten ähnlichen gesetzt, der nur um so viel größer war, das man den ersten hineinbringen konnte, ohne das irgend etwas anstiefs oder klemmte. Der Boden des zweiten Kastens war unten dreieckig ausgeschnitten, so das eine Lampe, die auf dem Theodolith stand, den Boden des kleineren Prisma's direct erwärmen konnte. Von oben wurde das Ganze mit einem Deckel verschlossen

der nur eine kleine dem Glasrohr entsprechende Oeffnung hatte. An der Stelle, wo im ersten Kasten die eingefügte Röhre mündet und mit den Glasplatten *A* abgeschlossen ist, befinden sich Oeffnungen im äußeren Blechprisma *P*₂, die durch Klappen *K* verschließbar sind (s. Fig. 5 Taf. I). In die Glasröhre *G* bringt man die zu untersuchende Flüssigkeit, füllt *P*₁ mit einer anderen beliebigen Flüssigkeit. Durch *R* wird ein Thermometer eingeführt, welches mit seiner Kugel gerade bis in die Mitte der Glasröhre *G* reicht und dicht unter der Theilung eine Pappscheibe trägt, um den herausragenden Theil der Scala vor Erwärmung durch Strahlung zu schützen. Die zu untersuchende Flüssigkeit wurde äußerlich mit einer anderen Flüssigkeit umgeben, um größere Massen zu erwärmen und somit raschen und plötzlichen Temperaturänderungen vorzubeugen. Der äußere Blechkasten hatte den Zweck, die Strahlung der Wärme nach außen zu verkleinern, indem man eine Luftschicht als schlechten Wärmeleiter einschaltete. Um die leichte Beweglichkeit der Luft zu schwächen und zumal um aufsteigende Strömungen zu verhindern, stopfte man den Zwischenraum *r* mit ganz feiner Baumwolle aus. Die Klappen *K* blieben jedesmal bis vor Anfang des Versuches geschlossen und hatten den Zweck, eine Ausstrahlung der Wärme und die Abkühlung der Glasplatten möglichst zu verkleinern.

Als ich mit dem so construirten Apparate meine Messungen begann, zeigte sich vor allen der Uebelstand, daß, um den Verschluss der Glasröhre durch die planparallelen Platten dicht zu halten, die drei Schrauben, welche die Glasplatte auf die Glasröhre pressten, sehr fest angezogen werden mußten. In Folge des scharfen Drucks, dem die Gläser ausgesetzt wurden, erschienen zumal bei höheren Temperaturen die Bilder der Fraunhofer'schen Linien undeutlich und die Reflexionen gaben von entfernten Objecten entweder gar keine oder nur höchst undeutliche, verschwommene Bilder, so daß man bei den Winkelbestimmungen nicht die gewünschte Genauigkeit erhalten konnte. Als aber trotzdem, unter den größten Mühseligkeiten, endlich eine

Reihe von Messungen erhalten worden, zeigten dieselben solche Unregelmäßigkeiten, daß hier unbedingt eine wesentliche Fehlerquelle wirken mußte. Als man deshalb die Aenderung des Winkels des Prisma's durch die Wärme, nach der Methode mit Scala und Fernrohr untersuchte, fand sich dieselbe nicht nur unerwartet beträchtlich, sondern sogar als mit der Temperatur gesetzlos schwankend.

Der ganze Apparat wurde noch einmal auseinander genommen und es fand sich die Ursache dieser auffallenden Winkeländerungen darin, daß durch ein Versehen des Mechanikers die eine Glasplatte einseitig auf dem Messing des Kastens P_1 aufsafs. — Die schlechte Reflexion erklärte sich dadurch, daß die Planplatten, die ein wenig über dem Glasrohr herausragten und in einer Weise angedrückt waren, die Fig. 6, Taf. I, deutlich macht, bei erhöhtem Drucke eine convexe Gestalt annahmen. — Eine gründliche Abänderung des Apparates wurde nothwendig und die bisherigen Beobachtungen, die Resultate mehrwöchentlicher Arbeiten, mußten verworfen werden. — Es wurde nun an Stelle der Glasröhre eine Messingröhre gesetzt und diese in P_1 fest eingelöthet, nachdem zuvor noch an die Stelle der Kastwand, wo die Durchdringung der Röhre stattfand, eine Messingverstärkung angelöthet worden war. Dieses Messing wurde nun ganz sorgfältig eben geschliffen, so daß der Verschluss nach dem Aufbringen der planparallelen Platten bei ganz leisem Druck vollkommen wasserdicht war. Man legte zunächst über die Glasplatten einen Kautschuckring und auf diesen das Messingdiaphragma, welches mit Hilfe der Schrauben ganz schwach aufgedrückt wurde. (Siehe Fig. 7, Taf. I.) Auf diese Weise war nicht nur der Verschluss dicht, sondern auch jeder Gestaltsänderung der Glasplatten vorgebeugt. Um aber eine Oxydation des Messings durch die eingebrachten Untersuchungsflüssigkeiten oder die Atmosphärien zu verhindern, wurde der ganze innere Raum der Röhre stark vergoldet. Mit dem so eingerichteten Apparate sind alle Versuche angestellt worden, und hat sich derselbe recht gut bewährt.

Allerdings zeigten sich bei Temperaturerhöhung kleine Aenderungen im Winkel, ebenso wie jede Berührung der Glasplatten eine solche hervorbringen konnte, da dieselben fast ganz ohne Reibung aufsassen; man mußte deshalb mit den Messungen der Winkel der kleinsten Ablenkung fortlaufende Bestimmungen des brechenden Winkels des Prisma verbinden. Aus diesem Grunde wählte man die S. 16 beschriebene Anordnung der Instrumente.

Das Hohlprisma zeigte selbst bei genauester Prüfung absolut keine Eigenablenkung, so daß man hier keine Correction anzubringen nöthig hatte¹⁾.

5) Das Thermometer, welches zur Messung der Temperatur im Innern des Prisma's diente, war ein kleines Greiner'sches (nach Réaumur, mit Papierscala) getheilt von -55° bis 80° . Man schätzte bis auf $\frac{1}{10}$ Grad, ohne jedoch für die Sicherheit von $\frac{2}{10}$ Grad eintreten zu können, da das Thermometer immer sehr rasch abgelesen werden muß und die Grade nicht ganz um einen Millimeter von einander abstanden. Das Thermometer tauchte nur mit dem untersten Theile in die Flüssigkeit, von -55° ab befand es sich unterhalb der Pappplatte, mit welcher man es gegen Strahlung und Strömungen von dem Prisma oder der darunter stehenden Lampe her schützte. Man mußte also wegen des herausragenden Theiles der Scala corrigiren und bediente sich hierzu der von Kopp gegebenen Formel:

$$T = \tau + v \cdot \alpha (\tau - t),$$

wo τ die abgelesene Temperatur, t die Temperatur der Scala, α der scheinbare Ausdehnungscoefficient des Quecksilbers in Glas (0,000154) und v die herausragende Anzahl Grade²⁾ ist.

1) Eine Correctionsformel hierfür findet sich in Biot, *Précis élémentaire de physique expérimentale*, 1842, T. 2, pag. 113.

2) Da ich nirgends eine Ableitung dieser Formel gefunden habe, sey es erlaubt dieselben in Kürze zu geben. Es sey t die Lufttemperatur, T Flüssigkeitstemperatur, τ abgelesene Temperatur, v die Anzahl der nicht eingetauchten Grade. V bei 0° das Volumen des Quecksilbers im Thermometer, den Raum zwischen 2 Gradstrichen als Einheit genommen,

Man verglich ferner das Thermometer mit einem ausgezeichneten in halbe Grade getheilten Normalthermometer von Greiner, welches Herrn Prof. Hankel gehörte, und dessen nöthige Correctionen bestimmt waren. Die Vergleichung ergab:

I. Ablesung am Normalthermometer; II. gleichzeitige Ablesung am Beobachtungsthermometer.

I	II	A	I	II	A	I	II	A	I	II	A
80,0	79,5	5	48,7	48,3	4	23,2	22,7	5	3,6	3,4	2
69,8	69,4	4	43,8	43,4	4	21,7	21,2	5	3,1	3,1	0
68,5	68,1	4	40,5	40,0	5	18,5	18,0	5	2,8	2,8	0
66,7	66,2	5	36,7	36,2	5	19,4	19,0	4	1,6	1,6	0
65,6	65,0	6	30,5	30,2	3	16,8	16,5	3	0	0	0
64,8	64,2	6	30,4	29,9	5	10,0	10,0	0			
60,1	59,4	7	27,2	26,4	8	8,7	8,5	2			
57,3	56,4	9	27,0	26,2	8	7,2	7,0	2			
54,8	54,2	6	26,8	26,0	8	5,9	5,8	1			
52,6	52,1	5	24,4	23,9	5	4,0	4,0	0			
50,5	50,0	5	23,7	23,1	6						

Man leitete hieraus folgende Correctionen ab:

$$\begin{array}{cccccccccccc}
 80^\circ & 65^\circ & 60^\circ & 55^\circ & 50^\circ & 35^\circ & 30^\circ & 25^\circ & 20^\circ & 15^\circ & 10^\circ & 5^\circ & 0^\circ \\
 +0^\circ,5 & +0^\circ,6 & +0^\circ,7 & +0^\circ,6 & +0^\circ,5 & +0^\circ,6 & +0^\circ,7 & +0^\circ,6 & +0^\circ,5 & +0^\circ,4 & +0,2 & 0^\circ
 \end{array}$$

6) Die Spalte. Um eine lineare Lichtquelle zu erhalten, benutzte man einen gewöhnlichen verstellbaren Inter-

V das auf 0° reducirte eingetauchte Volumen, v das abgelesene nicht eingetauchte Volumen in Anzahl Graden. Dann giebt:

$$1) \frac{v}{1 + \alpha t} + V = V \quad 2) (1 + \alpha 100) - V = 100$$

$$3) V = \frac{1}{\alpha} - V(1 - \alpha t) \quad 4) V = \frac{1}{\alpha}$$

ferner hat man:

$$v + V(1 + \alpha T) = V(1 + \alpha t)$$

weil eine Ablesung t einem Zustand entspricht, als ob V in $V(1 + \alpha t)$ übergegangen wäre. Hieraus folgt, V und V eingesetzt, aus 3) und 4)

$$T = t + v\alpha(T - t)$$

Bei einer ersten Annäherung setzt man nun $T = t$ und findet links T_1 , dies benutzt man und setzt es für T ein, so erhält man T_2 u. s. f. Gewöhnlich begnügt man sich mit der ersten Approximation.



ferenzspalt, dessen beide Schneiden sich ungefähr bis auf einen halben Millimeter genährt waren. Derselbe war an einem schwarzen Schirm in einem Schieber so angebracht, daß man ihn nach zwei auf einander senkrechten Richtungen verstellen konnte.

7) Die Lichtquellen. Auch die Wahl der Lichtquellen forderte mancherlei Ueberlegungen und Untersuchungen. Am besten hätte man, um gleichzeitig ein klares Urtheil über die Aenderung der Dispersion mit der Temperatur zu erhalten, Sonnenlicht benutzt und darin die Fraunhofer'schen Linien als Fixpunkte genommen. Da ich meine Versuche aber im Winter machte, und zu jedem einzelnen derselben ziemlich viel Zeit nothwendig war, mußte ich darauf verzichten, weil wir in unserem Klima sehr oft wochenlang die Sonne nicht zu sehen bekommen und ich mich von der Witterung nicht so abhängig machen wollte. Die Fraunhofer'schen Linien im zerstreuten Tageslichte sind, selbst bei Anwendung von Condensationsapparaten, zu schwach, um sich derselben bedienen zu können. Ich dachte nun zunächst an die Absorptionsspectra der Gase, z. B. an das des salpetrigen Gases, welches auch Handel, Graulich und Weifs bei ihren Versuchen gedient hat. Die Coincidenz einiger dieser Linien mit Fraunhofer'schen ist von Graulich¹⁾ nachgewiesen worden. Eine spätere Beobachtung von A. Weifs hat gezeigt, daß bei Aenderung der Temperatur oder der Dichte der Dämpfe Verschiebungen in den Streifen eintreten, dadurch, daß sich einzelne derselben auflösen und neue hinzukommen. Da man außerdem bei Anwendung künstlichen Lichtes über F hinaus nach dem brechbareren Theile des Spectrums zu wenig Strahlen mehr findet, wäre die Methode nicht sehr empfehlenswerth gewesen. — Eine andere Art homogenes Licht herzustellen, die seiner Zeit von Fraunhofer angedeutet, von Dutirou²⁾ aber ausgeführt und angewendet worden ist, erfordert eine ziem-

1) Graulich »Krystallograph. opt. Untersuchungen« S. 21.

2) Dutirou: *Ann. de chim. et de phys. sér. III T. 28, p. 186.*

lich complicirte Einrichtung: wir verweisen deshalb auf die Originalabhandlung.

Als einfachstes Mittel schien mir endlich bloß noch übrig zu bleiben, die hellen Linien zu benutzen, die in Flammen glühende Metaldämpfe im Spectralapparat zeigen; für die Fraunhofer'sche Linie *D* ergab sich ohne Weiteres die Natriumlinie, alle übrigen Metalle, wie Kalium, Strontium, Calcium usw. gaben Linien, die zu schwach waren, um auf 8^m Entfernung mit meinem gebrochenen Fernrohr wahrgenommen zu werden, so daß mir nur noch die rothe Lithiumlinie und die grüne Linie des Thalliums übrig blieb, da die glänzenden Linien des Caesiums, Indiums und anderer neu entdeckter Metalle, wegen der Kostspieligkeit der Präparate, nicht verwendet werden konnte.

Die drei Linien des im Inductionsstrome eines Ruhmkorff'schen Apparats glühenden Wasserstoffgases einer Geißler'schen Röhre, wie dieselben Landolt verwendete, konnten wegen praktischer Schwierigkeiten nicht benutzt werden.

Da es zur Berechnung der Dispersionsformel nöthig war, die Wellenlänge des angewendeten homogenen Lichtes zu kennen, so versuchte man eine Bestimmung dieser Größen unter der Voraussetzung, daß die Wellenlänge für die Linie *D* ($\lambda_D = 0^m,0005888$) bekannt wären. Ich benutzte ein Fraunhofer'sches Gitter und maß die Abstände der ersten Beugungsbilder von einander. Nach der Theorie der Beugungsspectra müssen sich dann die Sinus der Ablenkungswinkel verhalten wie die Wellenlängen. Leider konnte man mit dem Theodolit nicht genauer als bis auf 10" messen, außerdem war die Einstellung auf die wenig intensive Lithiumlinie und die, fast nur momentan auftretende, Linie des flüchtigen Thalliums ziemlich schwierig. Die angestellten Messungen sind folgende:

Lithiumlinie.	Natriumlinie.	Thalliumlinie.
$1^{\circ} 50' 55'' - 6$	$1^{\circ} 37' 15'' + 1$	$1^{\circ} 28' 8'' + 13$
$1^{\circ} 50' 45'' + 4$	$1^{\circ} 37' 17'' - 1$	$1^{\circ} 28' 25'' - 4$
$1^{\circ} 50' 47' + 2$	$1^{\circ} 37' 18'' - 2$	$1^{\circ} 28' 25'' - 4$
$1^{\circ} 50' 43'' + 6$	$1^{\circ} 37' 5'' + 11$	$1^{\circ} 28' 27'' - 6$
$1^{\circ} 50' 48'' + 1$	$1^{\circ} 37' 18'' - 2$	$1^{\circ} 28' 18'' + 3$
$1^{\circ} 50' 57'' - 8$	$1^{\circ} 37' 22'' - 6$	$1^{\circ} 28' 22'' - 1$
$1^{\circ} 50' 49''$ Mittel	$1^{\circ} 37' 16''$ Mittel	$1^{\circ} 28' 21''$ Mittel.

Wir haben die fortlaufende Proportion:

$$A_L : A_D : A_{Tn} = \sin 1^{\circ} 50' 49'' : \sin 1^{\circ} 37' 16'' : \sin 1^{\circ} 28' 21''.$$

Da nun A_D bekannt ist, so leitete man hieraus ab:

$$A_L = 0,0006708 \quad A_{Tn} = 0,0005348.$$

Berücksichtigt man ferner, daß nach Fraunhofer's Messungen ¹⁾:

$$\left. \begin{array}{l} A_B = 0,0006878 \\ A_C = 0,0006564 \end{array} \right\} A_L = 0,0006708$$

$$\left. \begin{array}{l} A_D = 0,0005888 \\ A_E = 0,0004843 \end{array} \right\} A_{Tn} = 0,0005348$$

so sieht man, daß der rothe Strahl des Lithiums zwischen B und C und das homogene grüne Licht des Thalliums zwischen die Fraunhofer'schen Linien D und E , sehr nahe zu E fällt.

Von anderen Angaben für diese Zahlen ist mir nur bekannt: erstens eine solche von Fizeau ²⁾ für rothes Lithiumlicht, abgeleitet aus Interferenzerscheinungen anderer Art, $A = 0,0006703$; zweitens Messungen von Müller ³⁾ in Freiburg nach derselben Methode, die ich benutzte; diese letzteren ergaben:

$$A_L = 0,0006763 \quad A_D = 0,0005918 \quad A_{Tn} = 0,0005348$$

1) Denkschrift der Münchener Akademie aus dem Jahre 1823, hieraus Gilbert's Ann. Bd. 78.

2) Fizeau, oben citirte Abhandlung: *Ann. de phys. et de chim. ser. III, T. LXVI, p. 429*. Man erlaubt sich hierbei auf einen kleinen Irrthum Fizeau's aufmerksam zu machen. Derselbe hält nämlich die gelbe Lithiumlinie β_L für identisch mit der Natriumlinie. Daß dies nicht der Fall ist, lehrt sowohl die Angabe Kirchhoff's, als auch der Augenschein.

3) Pogg. Ann. Bd. 128, S. 642 bis 644.

Das von ihm gebrauchte Instrument, ein Babinet'sches Goniometer, gestattete aber nur Ablesung auf Minuten. Da die Fraunhofer'schen Zahlen, obwohl in der vierten benannten Decimale nicht mehr sicher, doch immerhin noch die genauesten sind, so lege ich meinen, auf dieselben gestützten Angaben für die Wellenlängen der Lithiumlinie und der Thalliumlinie den meisten Werth bei. Die wahrscheinlichsten Fehler w des Endresultats meiner Beobachtungen sind:

$$w = \pm 0,6745 \sqrt{\frac{d_1^2 + d_2^2 + d_3^2 + \dots}{s(s-1)}}$$

$$w_{Li} = 1",5 \quad w_{Na} = 1",6 \quad w_{Ta} = 1",9$$

wonach man die Zuverlässigkeit meiner Resultate beurtheilen kann.

(Schluß im nächsten Heft.)

11. *Optische Experimental-Untersuchungen;* von G. Quincke.

(Fortsetzung von Pogg. Ann. Bd. 127, S. 1 bis 29 und 199 bis 237. Bd. 128, S. 355 bis 399 und 541 bis 564. Bd. 129, S. 44 bis 57 und S. 177 bis 218.)

VIII. Ueber die verschiedenen Methoden, Lichtstrahlen interferiren zu lassen.

70.

Für viele im Folgenden beschriebenen Versuche genügt als leuchtender Punkt das Sonnenbild in der convexen versilberten und polirten Fläche eines Uhrglases (Kugelradius circa 40^{mm}). Die Höhlung des Uhrglases (Fig. 9 Taf. I) trägt einen um den horizontalen Arm eines rechtwinklig gebogenen Messingdrahtes drehbaren Kork. Der verticale Theil des Messingdrahtes ist in einem zweiten Kork auf einer dicken quadratischen Spiegelplatte befestigt. Der horizontale und verticale Theil des Messingdrahtes, von etwa

25^{mm} und 50^{mm} Länge, erlauben eine Drehung des Convexspiegels um eine horizontale und verticale Axe. Beim Fortrücken der Sonne versieht der kleine Apparat gleichzeitig die Rolle eines Heliostaten. Vor einem convexen Metallknopf, wie ihn Schwerd ¹⁾ angewandt hat, hat er den Vortheil größerer Lichtintensität, theilt jedoch natürlich mit demselben den Nachtheil, daß das Sonnenbildchen nicht kreisrund, sondern elliptisch erscheint. Um die hiervon herrührenden Fehler zu vermeiden, genügt es für viele Fälle die große Axe dieser Ellipse parallel einer bestimmten Richtung zu stellen, z. B. bei den Versuchen des §. 75 parallel der Längsrichtung des schattengebenden Körpers.

Für messende Versuche ist als leuchtender Punkt das Sonnenbildchen im Brennpunkt einer Convexlinse dem eines Convexspiegels vorzuziehen, wie es schon Fresnel ²⁾ nach Arago's Vorschlag gethan. Je schmaler die zu messenden Interferenzstreifen sind, um so kleinere Dimensionen muß der sogenannte leuchtende Punkt, das Sonnenbildchen, haben, dessen linearer Durchmesser mit der Hauptbrennweite, dessen Lichtintensität mit der Oeffnung der Linse zunimmt. Man ist daher oft genöthigt je nach Bedürfnis die Linsen zu vertauschen oder ganz zu entfernen.

Ich erreiche dies auf einfache Weise durch einen Schirm mit kreisrunder Oeffnung (Fig. 1 und 2 Taf. II) von 18^{mm},5 Durchmesser, der auf einem passenden Gestell befestigt und längs einer horizontalen Messingschiene von 8^{mm} Breite und 32^{mm} Höhe verschoben werden kann. Zur Seite der kreisförmigen Oeffnung ist die um eine horizontale Axe drehbare Messingscheibe *D* angebracht, deren Rand sechs Oeffnungen von verschiedenem Durchmesser trägt. Vor diesen Oeffnungen

1) Schwerd, Beugungserscheinungen S. 8.

2) *Ann. d. chim. et de phys.* (2) I, 1816, p. 240 und Fresnel, *de la lumière, supplément du système de chimie par Thomson, traduction française par Riffault, Paris 1822, p. 9.* Der anguläre Durchmesser der Sonne ist etwa 35'. Für die Brennweite *f* ist also der lineare Durchmesser des Sonnenbildchens $f 24 \frac{35'}{2} = 0,0051.f$. Dies gibt für $f = 10^{\text{mm}}$ etwa $\frac{1}{200}^{\text{mm}}$.

befestigt man mit Wachs die Convexlinsen und kann also durch Drehen der Scheibe *D* die Linsen leicht vertauschen oder durch eine Oeffnung ohne Linse ersetzen. Gewöhnlich benutze ich planconvexe Crown Glaslinsen von 25^{mm} bis 10^{mm} Brennweite und 12^{mm} bis 6^{mm} Durchmesser.

Auf der rotirenden Messingscheibe kann man statt der Linsen auch ein Stück geschwärztes Papier mit einem Nadelstich, oder eine Platte aus Hartgummi mit passender Oeffnung befestigen, auf die dann ein Heliostat Sonnenlicht in horizontaler Richtung aufwirft.

Das Stativ besteht nach der von Ruhmkorff bei Apparaten für strahlende Wärme benutzten Einrichtung aus einer Messingröhre *A*, in welcher sich eine andere Röhre *B* verschieben und mit einer Schraubenmutter an dem konischen Ende von *A* festklemmen läßt.

71.

Will man nicht einen Lichtpunkt, sondern eine Reihe Lichtpunkte übereinander, d. h. eine Lichtlinie anwenden, um eine größere Helligkeit zu erreichen, so ist das vollkommenste Mittel, jedenfalls ein enger, von s'Gravesandeschen Schneiden gebildeter Spalt, auf den man in horizontaler Richtung mit einem Heliostaten Sonnenstrahlen wirft.

Der gewöhnlich von mir benutzte Spalt hatte 33^{mm} Länge und bestand aus 2 Schneiden von schwarzgebranntem Messing, die durch eine Schraube zwischen passenden Schienen parallel mit sich selbst verschoben werden konnten. Die ganze Vorrichtung war auf einem Ringe aufgeschraubt, den man in einer passenden Oeffnung eines vertikalen Schirmes von ähnlicher Einrichtung wie Fig. 1, Taf. I, um eine horizontale Axe drehen konnte. Die letztere Bewegung ist durchaus nothwendig, um den Spalt einer bestimmten Richtung, z. B. der Durchschnittslinie zweier Fresnel'schen Spiegel, parallel stellen zu können.

Die Bewegung der Schneiden durch die Schraube ist im Allgemeinen gleichgiltig, doch ist eine Bewegung vorwärts durch eine Schraube und rückwärts durch eine Spiralfeder der Bewegung durch eine Schraube allein vorzuziehen.

Die Vollkommenheit eines Spaltes beurtheilt man am besten dadurch, daß man ihn feiner stellt, während man durch ihn nach einem entfernten Lichtpunkt oder einer ihm parallelen Lichtlinie hinsieht. Die centralen Fransen des Diffractionsbildes müssen dann beim Auseinanderrücken parallel mit einander bleiben, und jede Franse an allen Stellen übereinander gleiche Helligkeit zeigen.

Spalten, nach dem unten § 92 beschriebenen Verfahren in eine undurchsichtige Silberschicht auf einem Planglas mit einem Stichel oder Hobel gezogen, sind oft recht brauchbar, haben aber den besonders bei wechselnder Lichtintensität störenden Fehler, daß man ihre Weite nicht beliebig ändern kann. Die Silberseite wird so aufgestellt, daß sie dem Heliostaten abgewandt ist.

Cylinderlinsen von kurzer Brennweite, wie sie zuerst Arago ¹⁾ angewandt hat, geben im Allgemeinen schlechtere Diffractionsbilder, als von Sonnenlicht erleuchtete Spalten. Zum Theil liegt dies in der Schwierigkeit, dieselben vollkommen herzustellen, zum Theil aber auch in der merklichen Breite der von denselben gebildeten Brennlinien. Ein mit Wasser gefülltes Probirröhrchen von 6 bis 12^m Durchmesser hat mir wenigstens in einigen Fällen nicht schlechtere Diffractionsbilder gegeben, als eine planconvexe Plössl'sche Cylinderlinse von 12^m Breite, 45^m Höhe und 28^m Brennweite. Die Cylinderlinsen müssen wie Spalten vor der Oeffnung eines Schirmes um eine horizontale Axe drehbar seyn.

Für manche Zwecke wurde ein schwarzer Pappschirm mit rechteckförmiger Oeffnung zwischen Linse und Heliostaten gesetzt, um die Breite der Brennlinie zu verkleinern.

Eine Linse hat freilich den Vortheil, daß selbst bei einer Richtungs-Aenderung der einfallenden Lichtstrahlen der Brennpunkt oder die Brennlinie nahezu an derselben Stelle, also auch das Diffractionsbild ungeändert bleibt. Dagegen werden oft Stellen des Zimmers erleuchtet, die man lieber nicht erleuchtet hätte; die Helligkeit ist nicht größer, die Deut-

1) Fresnel, *de la lumière* p. 116. Note.

lichkeit aber oft geringer wie bei einem Spalt und directem vom Heliostatenspiegel reflectirten Sonnenlicht.

72.

Um den Abstand der Interferenzstreifen von einander messen zu können, fängt man seit Fresnel¹⁾ dieselben nicht mehr mit einem weissen Schirm an, sondern man betrachtet sie mit einer Lupe, welche gegen das Auge so gestellt wird, daß die ganze Linsenfläche leuchtend erscheint. In der Brennebene der Lupe brachte Fresnel einen feinen Faden (Coconfaden) oder einen mit dem Diamanten auf Glas gezogenen Strich an²⁾, so daß er diesen zugleich mit den Interferenzstreifen wahrnehmen konnte. Lupe und Faden oder Diamantstrich konnten parallel mit sich selbst und senkrecht zur Richtung der einfallenden Strahlen verschoben werden. Die Verschiebung wurde durch Umdrehung einer Schraube gemessen bis auf 0^m,01 genau. Liefs man den Diamantstrich mit der Mitte verschiedener Interferenzstreifen zusammenfallen, so gab die gemessene Verschiebung direct den Abstand der Interferenzstreifen.

Der zuerst von Fortin ausgeführte Apparat wird noch jetzt gewöhnlich unter dem Namen Fresnel'sche Lupe oder Fresnel'sches Mikrometer für dergleichen Messungen benutzt, und man findet oft angeführt, daß man damit den Abstand der Interferenzstreifen bis auf 0^m,001 genau bestimmen könnte. In den allerseltensten Fällen läßt sich jedoch diese Genauigkeit erreichen, da es unentschieden bleibt, ob man den undurchsichtigen Faden oder Diamantstrich genau auf die Mitte des betreffenden Interferenzstreifens eingestellt hat. Fresnel selbst hat diesen Uebelstand sehr wohl gekannt³⁾ und giebt daher auch nur hundertel Millimeter bei den einzelnen Messungen an, bei dem Mittel aus mehreren Beobachtungen in seltenen Fällen tausendtel Millimeter. Die Genauigkeit der Einstellung ist am größten, wenn man das

1) *Ann. d. chim. et de phys.* (2) XI, 1819, p. 346 auch Fresnel, *de la lumière* 1822, p. 11, Note v. p. 13.

2) *Mém. sur la diffraction. Mém. d. l'inst. V*, 1826, p. 428.

3) *Mém. d. l'inst. t. V*, 1826, p. 352.

Ende des Diamantstrichs auf die Fransenmitte einstellt. Der Diamantstrich ist daher einem Seidenfaden vorzuziehen, zumal der letztere durch die Feuchtigkeit der Luft leicht schlaff und krumm wird.

Das Auge muß gegen Lupe und Diamantstrich dieselbe Stellung haben, wie gegen Ocularglas und Fadencross eines Fernrohrs, so daß ein Fernrohr, dessen Gläser mit Ausnahme des Ocularglases entfernt sind, zur Beobachtung der Interferenzstreifen sehr geeignet ist. Diamantstrich und Mittelpunkt der Hornhaut müssen etwa in conjugirten Brennpunkten der Lupe liegen. Man überblickt dann gleichzeitig ein möglichst großes Gesichtsfeld und richtet es daher auch wohl so ein, wie bei Fernröhren, daß durch eine Messingplatte mit Diaphragma zwischen Linse und Auge dem letzteren eine bestimmte Stellung angewiesen wird¹⁾.

Die erwähnte Einrichtung der Fresnel'schen Lupe hat wie alle Schrauben-Mikrometer den Nachtheil, daß jede Ablesung viel Zeit erfordert und ferner, daß sich beim Drehen der Schraube der Apparat leicht verrückt. Beides vermeidet man, wenn man in der Brennebene der Lupe eine mit dem Diamanten auf Glas gezogene Theilung anbringt. Gewöhnlich benutze ich eine Theilung von 10^{mm} Länge in 0^{mm},1 getheilt²⁾. Die Striche haben eine Länge von etwa 2^{mm}. Jeder fünfte und zehnte Strich stehen auf beiden Seiten über die übrigen hervor. Einzelne Zehner habe ich durch Marken mit dem Schreibdiamanten bezeichnet. Die getheilte Glasplatte wurde mit Wachs, die getheilte Fläche vom Ocularglas abgewandt, auf dem Diaphragma (Öffnung 17^{mm} Durchmesser) eines gewöhnlichen Campani'schen Mikroskop-Oculars befestigt, dessen Collectivlinse herausgenommen war. (Vergl. Fig. 10 Taf. II.) Die Ocularlinse von 15^{mm} Durchmesser und 21^{mm} Brennweite war 30^{mm} von der Glastheilung entfernt. Die Messingröhre des ganzen Oculars

1) Vergl. *Pouillet. traité de physique*, 7^e éd. 1856, II, p. 324 et Pl 39 Fig. 1.

2) Durch Hrn. Optiker Wappenhans in Berlin, Niederwallstraße 9, für 1½ Thlr. incl. Kästchen zu beziehen.

wurde zwischen zwei verticale und parallele Korkstücke geklemmt, die auf einem horizontalen Brettchen befestigt waren. (Vergl. *M* Fig. 4 Taf. II). Durch Drehen zwischen diesen Korkstücken ließen sich die Striche der Mikrometertheilung parallel den Interferenzstreifen stellen. Der Abstand zweier Interferenzstreifen kann auf diese Weise durch Schätzung von 0,1 Scalentheilen bis auf $0^{\text{mm}},01$ genau gemessen werden. Diese Ablesungen lassen sich leicht und schnell ausführen. Wenn auch die hier benutzte Lupe größere Brennweite und das das Gesichtsfeld begrenzende Diaphragma größeren Durchmesser und beide größeren Abstand von einander haben, als gewöhnlich (10^{mm} , 10^{mm} und 16^{mm}), so ist dies für die Genauigkeit der Beobachtung unwesentlich, da die durch die Krümmung der Linse bedingten Fehler Mikrometertheilung und Interferenzstreifen in gleicher Weise treffen. Der Meßapparat selbst wird gar nicht berührt, kann also auch nicht beim Anfassen verschoben werden; ein Vortheil, der beim Messen so kleiner Längen sehr in Betracht kommt.

Für feinere Interferenzstreifen benutzte ich ein Mikroskop mit Orular-Mikrometer, das Ablese-Mikroskop eines Kathetometers¹⁾, das noch $0^{\text{mm}},001$ zu bestimmen erlaubte. War der Abstand der Interferenzstreifen $>$ als 10^{mm} , so brauchte ich ein Fresnel'sches Mikrometer oder das eben erwähnte Kathetometer, dessen Fernrohr durch ein Messingrohr und Orular mit Mikrometer oder Fadenkreuz ersetzt wurde. Die Genauigkeit der Ablesung war dann stets größer als die Genauigkeit, mit der sich die Mitte eines Interferenzstreifens erkennen ließ.

73.

Für viele Versuche ist es wünschenswerth den einen von zwei interferirenden Lichtstrahlen gegen den anderen um eine bekannte Größe verzögern zu können. Man erreicht dies, wie Arago²⁾ zuerst gezeigt hat, durch Einschalten von dünnen Blättchen von Gyps oder geblasenem Glas in den Weg des einen Strahls. Dünne Collodiumhäut-

1) Pogg Ann. 105, 1858, S. 18 und Taf. I, Fig. 11 und 12.

2) Ann. d. chim. et de phys. (2) I, 1816, p. 201.

chen eignen sich ebenfalls hierzu, die auf Spiegelglasplatten angetrocknet, mit dem Messer eingeschnitten und mit einer Pincette vom Glase abgezogen werden. Da sich so dünne Blättchen schwer handhaben lassen, so kann man sie auch auf einer geschliffenen Glasplatte mit planparallelen Flächen herstellen und mit dieser gleichzeitig in den Gang der Lichtstrahlen einschalten, so daß der eine Strahl nur Glas, der andere Glas und Collodium durchläuft. Die Glasplatte verzögert dann beide Strahlen um dieselbe Gröfse, die Collodiumschicht nur den einen Strahl, so daß die ganze beobachtete Verschiebung der Interferenzstreifen von der Collodiumschicht allein herrührt. Um verschiedene Verzögerungen des Strahles nach Belieben zu erhalten, wende ich keilförmige Collodiumschichten an, die so erhalten werden, daß man auf eine gegen die Horizontale schwach geneigte und mit Rändern versehene Spiegelglasplatte Collodium-Lösung gießt, und diese keilförmige Flüssigkeitsschicht langsam eintrocknen läßt. Mit einem Messer und Lineal wird ein Schnitt senkrecht gegen die Schneide des Keiles gezogen und das Collodium auf der einen Seite der Schnittlinie entfernt.

Ein anderes Verfahren bestand darin, eine Cylinderfläche auf eine Spiegelglasplatte zu legen, zwischen beide Collodium-Lösung zu bringen und eintrocknen zu lassen. Das entstandene Häutchen bildet dann keilförmige Schichten, deren Schneiden in der Berührungslinie des Cylinders zusammenstoßen.

Leider gelingt es nur selten brauchbare Collodiumhäutchen zu erhalten, deren Dicke sich stetig ändert. Der Winkel des Keils fällt ein Mal zu groß, ein anderes Mal zu klein aus. Außerdem ändern sich Dicke oder Brechungsexponent des Collodiums mit der allmählichen Verdampfung des Lösungsmittels und dem Feuchtigkeitsgehalt der Luft.

Folgende Methode ist deshalb vorzuziehen. Man erzeugt auf einer Spiegelglasplatte in der früher (§. 53) beschriebenen Weise mit einer Cylinderfläche von 120^{mm} Radius eine keilförmige Silberschicht, entfernt das Silber auf der einen Seite einer senkrecht zur Cylinderaxe gezogenen Linie und

verwandelt es durch aufgelegtes Jod in Jodsilber. Mit Hilfe der oben (§. 50) angegebenen Tabelle läßt sich aus der Farbe der Newton'schen Farbenstreifen oder für dickere Schichten aus der Lage der dunklen und hellen Zonen, die man mit einem rothen Glase bei nahezu senkrechtem Einfall im reflectirten Lichte wahrnimmt die Dicke der keilförmigen Jodsilberschicht an den verschiedenen Stellen bestimmen. Ich habe auf diese Weise keilförmige Jodsilberschichten erhalten, deren Dicke auf einer Länge von 32^{mm} allmählich von 0 bis zu 20 Viertel-Wellenlängen (im Jodsilber) zunahm.

74.

Statt einer keilförmigen Jodsilberschicht kann man auch Apparate aus zwei gleich dicken und gegeneinander geneigten Glasplatten anwenden, von denen Arago¹⁾ ebenfalls zuerst gezeigt hat, daß sie in den Gang zweier interferirenden Strahlen eingeschaltet, eine Verschiebung proportional der Differenz ihrer Dicken hervorbringen.

Vor den verschiedenen nach diesem Princip construirten Apparaten zeichnet sich der von Jamin²⁾ angegebene durch Einfachheit, sowie dadurch aus, daß er die interferirenden Strahlen parallel mit sich selbst verschiebt in einer Richtung, die parallel der Richtung der beobachteten Interferenzstreifen liegt.

Er besteht aus zwei an der Axe eines Goniometers befestigten Glasplatten gleicher Dicke, deren Flächen parallel der Goniometer-Axe stehen. Die eine dieser Platten ist gegen die andere um einen kleinen Winkel gedreht, so daß der Lichtstrahl in beiden Platten verschiedene Wege zu durchlaufen hat. Läßt man nun von zwei interferirenden Strahlenbündeln das eine durch die eine, das andere durch die andere Platte hindurchgehen, so ändert sich beim Drehen des Plattenpaares die Dicke der einen Platte schneller als die Dicke der anderen, das Strahlenbündel der ersten Platte wird stärker beschleunigt oder verzögert, als das der andern, und man kann also durch richtige Stellung des Plattenpaa-

1) *Ann. d. chim. et d. phys.* (2) I, 1816, p. 201.

2) *Ann. d. chim. et d. phys.* (3), LII, p. 166, 1858.

tes einen Gangunterschied der beiden Strahlenbündel aufheben, oder compensiren.

Haben die interferirenden Strahlenbündel kleinen Querschnitt, wie bei den Interferenzapparaten von Grimaldi, Th. Young, Fraunhofer und Schwerd, Billet, so genügt ein *Jamin'scher Compensator* aus gutem Spiegelglas; haben sie größeren Querschnitt, wie bei den Apparaten von Fresnel, Brewster oder dem §. 80 beschriebenen, so muß man für den Compensator geschliffene Planparallelgläser benutzen.

Auf die genauere Construction und Theorie des Jamin'schen Compensators werde ich weiter unten (§ 86) zurückkommen.

75.

Die einfachste Art von Interferenzstreifen zweier Lichtstrahlen sind die von Grimaldi¹⁾ entdeckten sogenannten inneren Franses eines dünnen von einem Punkte aus beleuchteten schattenwerfenden Körpers, eines Haares, einer Nähnadel oder dergl., von denen Thomas Young²⁾ zuerst nachgewiesen hat, daß sie durch Interferenz von zwei Lichtbündeln entstehen, die an beiden Seiten des schattenwerfenden Körpers vorbeigegangen sind, da sie verschwinden, sobald man das eine Lichtbündel durch einen Schirm fortnimmt.

Als schattengebenden Körper kann man direct den schmalen undurchsichtigen Raum zwischen den beiden Platten eines Jamin'schen Compensators (§. 74) benutzen, oder auch auf die Gränze der beiden Platten einen etwas breiteren undurchsichtigen Körper aufkleben, einen schwarzen Papierstreifen oder Metalldraht von 0^{mm},2 bis 0^{mm},6 Durchmesser.

Eine zweite Methode Interferenzstreifen zu erzeugen

1) *Grimaldi, physico mathematicis de lumine, coloribus et irido. Bononiae. 1665. 4^o, prop. I, §. 14 bis 15. p. 4.*

2) *Th. Young, experiments and calculations relative to physical optics. Phil. trans. Nov. 24, 1803; auch Th. Young, lect. on nat. phil. II, p. 689, 1807.*

nirt von Th. Young her, der von einem leuchtenden Punkte Licht auf einen undurchsichtigen Schirm mit zwei kreisförmigen¹⁾ oder rechteckförmigen²⁾ Oeffnungen auffallen läßt, und mit einem Schirm auffängt. Die Entfernung der Oeffnungen entspricht der Breite $2c$ des schattengebenden Körpers bei den Grimaldi'schen Interferenzstreifen³⁾. Der Abstand zweier auf einander folgenden Interferenzstreifen, die sogenannte Fransen- oder Streifenbreite, läßt sich wie bei dem Grimaldi'schen Versuche sehr gut mit einer Fresnel'schen Lupe messen. Wegen der geringen Lichtintensität, da man $2c$ nicht wohl größer als 1^{mm} nehmen kann, und also auch die Oeffnungen selbst nicht groß seyn dürfen, habe ich diese Methode jedoch nur selten benutzt.

Die Verschiebung der Interferenzstreifen, wenn man zwei Glasplatten verschiedener Dicke vor beide Oeffnungen bringt, erfolgt nach der Seite der dickeren Platte, wie bei den Grimaldi'schen Interferenzstreifen.

Sinn und Größe der Verschiebung in Fransenbreiten ausgedrückt bleiben der Theorie nach⁴⁾ dieselben, wenn man zwischen Oeffnungen und Lupe eine Objectivlinse einschaltet, also ein (umkehrendes) astronomisches Fernrohr anwendet und die von Fraunhofer⁵⁾ entdeckten Beugungserscheinungen zweier congruenten Oeffnungen beobachtet. Ich habe

1) Th. Young, *lect. on. nat. phil. II*, p. 634, 1807.

2) *Ibid. I*, p. 461 u. 466; auch *Pl. XXX*, Fig. 442 und p. 787.

3) Der Fransen-Abstand A ist nur dann wie bei den Grimaldi'schen Streifen durch $\frac{b}{2c} \lambda$ gegeben, wenn die Dimensionen der Oeffnungen

klein gegen $2c$ sind; b bezeichnet die Entfernung der Theilung der Fresnel'schen Lupe von den Schirmöffnungen. Die Interferenzstreifen sind auch nur unter dieser Voraussetzung grade Linien in gleichen Abständen von einander. Liegen zwei kreisförmige Oeffnungen sehr nahe bei einander, so ist der Abstand der mittleren Streifen am größten und wird für die seitlichen Streifen kleiner. Die Streifen selbst sind gekrümmt und wenden der Mitte des Gesichtsfeldes ihre concave Seite zu.

4) F. E. Neumann, Doppelbrechung des Lichtes in comprimierten Körpern. *Abh. d. Berl. Acad.* 1841, II, S: 54.

5) Fraunhofer, neue Modification des Lichtes, *Denkschriften Münch. Abad. VII*, 1821 bis 22, S. 42 und Fig. 2 Tab. I.

theilweise wie Schwerd Schirme aus dickem Stanniöl benutzt, in welchem zwei rechteckförmige Oeffnungen von 8^{mm} Höhe und 1^{mm} Breite angebracht waren. Der Raum zwischen beiden Oeffnungen war 1^{mm} oder 4^{mm} breit. Zuweilen stören die sogenannten Minima 1. Klasse bei den rechteckförmigen Oeffnungen die Beobachtungen an den Minimis 2. Klasse, da beide Minima auf einander fallen und schwer zu unterscheiden sind. In diesem Falle benutzte ich zwei runde Oeffnungen in dünnem Kupferblech von 1^{mm} Durchmesser und 3^{mm},75 Abstand von einander. Die Schirme wurden vor dem achromatischen Objective eines astronomischen Fernrohrs befestigt. Das Fernrohr, dessen Objectiv 26^{mm},7 Durchmesser hatte, vergrößerte 22,9 Mal.

Ich bemerke noch, daß die Grimaldi'schen oder Young'schen Interferenzstreifen, wenn sie mit einem gewöhnlichen Mikroskope mit Ocular-Mikrometer betrachtet und gemessen werden, durch Verzögern des einen Strahlenbündels eine Verschiebung der Interferenzstreifen in umgekehrter Richtung zeigen als mit der Fresnel'schen Lupe. Ebenso ist die Verschiebung der Interferenzstreifen, welche man bei den Fraunhofer'schen (teleskopischen) Beugungserscheinungen in einem astronomischen Fernrohr wahrnimmt, die umgekehrte wie sie ein Mikroskop bei den Grimaldi'schen oder Young'schen Interferenzstreifen (mikroskopischen Beugungserscheinungen) zeigt, obwohl beide Instrumente, astronomisches Fernrohr und Mikroskop, umgekehrte Bilder geben. Ein terrestrisches Fernrohr zeigt eine umgekehrte Verschiebung wie ein astronomisches Fernrohr, nach der entgegengesetzten Seite wie das verzögerte Lichtbündel liegt.

76.

Einer der bekanntesten Apparate, zwei Strahlenbündel interferiren zu lassen, sind die von Fresnel¹⁾ angegebenen Interferenzspiegel, und doch glaube ich aus der Art und Weise, wie die Versuche mit diesen Spiegeln gewöhnlich beschrieben und erwähnt werden, entnehmen zu können, daß nur wenige dieselben in genügender Vollkommenheit

1) *Arago, Ann. d. chim. et d. phys.* (2) t. I, p. 333, 1816.

suchen haben. Die Theorie verlangt, daß die spiegelnden Flächen eben, sehr wenig gegeneinander geneigt und nahezu in derselben Ebene seyn sollen, drei Forderungen, die so einfach sie zu seyn scheinen, nie in aller Vollkommenheit erfüllt werden. Ebene Flächen kann man zwar recht vollkommen schleifen; die Schwierigkeit liegt aber darin, dieselben so in der richtigen Lage zu befestigen, daß sie sich nicht verbiegen und auch eben bleiben. Fresnel selbst hat diese Schwierigkeiten sehr wohl gekannt¹⁾. Er empfiehlt die beiden Spiegel mit Wachs auf einer passenden Unterlage zu befestigen und durch Probiren zu stellen. Diese Methode gestattet, wenn man hinreichend weiches Wachs anwendet, die ersten beiden Bedingungen leicht zu erfüllen. Die passende Neigung der Spiegel gegeneinander läßt sich leicht durch die Beobachtung der beiden Spiegelbilder eines entfernten Gegenstandes controlliren, aber sehr schwierig ist es, die beiden spiegelnden Flächen nahezu in dieselbe Ebene zu bringen. Fresnel²⁾ fühlt mit dem Finger, ob die Kante des einen oder des anderen Spiegels vorsteht, ein ziemlich unsicheres Verfahren. Man muß daher für genaue Versuche den einen Spiegel parallel mit sich selbst verschieben können, und genügt für diesen Zweck nach meinen Erfahrungen nur die sehr solide Parallel-Verschiebung, wie sie an dem Support einer Drehbank angewandt wird, wo ein gehobelter (gußeiserner) Schlitten mit Nuthe und Auflager sich auf einem gleichfalls gehobelten (gußeisernen) Rahmen bewegt. Die von Plössl dem Interferenzspiegel-Apparat gegebene Einrichtung ist wie die von Fresnel³⁾ vorgeschlagene, bei aller Vollkommenheit, unbrauchbar, weil jene nothwendigste Bewegung einer Parallel-Verschiebung des einen Spiegels fehlt.

Für die meisten Fälle reicht folgendes einfache Verfahren aus, das mir vor längerer Zeit der nunmehr verstorbene Professor von Nörremberg mitgetheilt hat. Ein Streifen gutes Spiegelglas von 100^{mm} Länge, 25^{mm} Breite und 3^{mm}

1) *Mém. d. l'Inst. V.* 1826, p. 360 und 417.

2) *Fresnel, de la lumière* 1822, p. 14 und 15.

3) *Fresnel, oeuvres complètes I*, 1866, p. 187.

Dicke wird mit dem Diamanten in zwei 50^{mm} lange Stücke geschnitten. Diese legt man dicht nebeneinander auf vier nahezu gleich große Kugelchen von weichem Wachs *a b c d* (Fig. 6 Taf II), die auf der horizontalen Oberfläche eines größeren Holzklötzchens aufliegen. Die beiden Wachakugeln *b* und *c* liegen unter der Berührungslinie beider Spiegel, so daß jeder Spiegel in drei Punkten aufliegt. Auf die beiden Spiegel legt man dann eine größere Platte Spiegelglas von etwa 200^{mm} Länge, 50^{mm} Breite und 3^{mm} Dicke, und drückt diese mit dem horizontal gelegten Zeigefinger längs der Linie *bc* schwach an. Die größere elastische Spiegelglasplatte biegt sich dann in der Mitte bei *bc* durch, die beiden Spiegelflächen *a* und *d* sind schwach gegeneinander geneigt und nahezu in derselben Ebene. Die Neigung der Flächen gegeneinander ist um so größer, je größer die Durchbiegung der größeren Glasplatte war, je stärker der Druck war, den man auf *bc* ausübte. Die Neigung der Spiegel schwankt gewöhnlich zwischen 2' und 6'. Sind die Spiegelflächen und die untere Fläche der aufgelegten Glasplatte unmittelbar vor dem Auflegen gut gereinigt worden, so daß kein Staubtheilchen zwischen den Platten liegt, so geht der Versuch ganz sicher. Der kleine Apparat zeigt die Interferenzstreifen selbst in einem von Tageslicht erhelltem Zimmer objectiv, wenn man von einer Spalte directes Sonnenlicht oder das Licht eines unreinen Spectrums nahezu streifend auf die Spiegelflächen auffallen läßt, und den Spalt genau parallel der Durchschnittslinie beider Spiegelflächen stellt.

Will man unter anderen größeren Einfallswinkeln Strahlen auffallen lassen, so muß die Hinterfläche der Interferenzspiegel mit schwarzer Oelfarbe oder sonst auf passende Weise geschwärzt seyn. Ob die Flächen der Spiegelgläser vollkommen eben waren, wurde mit dem Oertling'schen Verfahren¹⁾ geprüft, während die Gläser lose auf einer horizontalen Unterlage lagen. Sind die Flächen eben, so liegt das Mislingen des Versuches gewöhnlich daran, daß das

1) Abhandlungen des Vereines für Gewerbefleiß in Preussen 1843, S. 60, auch Pogg. Ann. 59, S. 294, 1843.

Wachs nicht weich genug war. Am besten eignet sich frisch bereitetes Klebewachs, wie es in den Apotheken käuflich zu haben ist. Die Glasplatten dürfen nicht zu dünn sein, weil sich sonst die Flächen derselben durch das Aufdrücken zu leicht verzichen. Bei großen Einfallswinkeln gelingt der Versuch am leichtesten, weil dann Unebenheiten und Unvollkommenheiten der Spiegelflächen am wenigsten stören. Für kleinere Einfallswinkel sind auch Metallspiegel (versilberte und polirte Spiegelgläser) der größeren Lichtintensität wegen vorzuziehen.

Für genauere Versuche habe ich theils zwei Platten aus schwarzem Glase von 96^{mm} Länge, 50^{mm} Breite und 8^{mm} Dicke benutzt, die von Plössl sehr vollkommen plan geschliffen waren, theils Planparallelgläser auf der Rückseite mit Oelfarbe geschwärzt oder auf der Vorderseite mit einem dünnen polirten Silbertiberzuge (§. 45) versehen.

Die Methode von Lloyd¹⁾, directe Lichtstrahlen mit den von einer ebenen Fläche reflectirten interferiren zu lassen, hat den Vortheil, daß man durch Drehen der Platte den Apparat leicht orientiren kann. Man sieht aber nur die eine Hälfte der Interferenzstreifen, da die andere von der ebenen Fläche verdeckt wird; außerdem ist man an einen Einfallswinkel von nahezu 90° gebunden.

77.

Statt durch Spiegelung kann man auch durch Brechung zwei schwach geneigte Strahlenbündel herstellen, die in ähnlicher Weise wie die gespiegelten interferiren. Schon Fresnel²⁾ hat für diesen Zweck ein sogenanntes Interferenzprisma benutzt, d. h. ein gleichschentliges Prisma mit einem sehr stumpfen Winkel. Gute Interferenzprismen sind jedoch selten.

Die Methode von G. S. Ohm³⁾, durch Durchschneiden

1) Lloyd, *Transact. Roy. Ir. Acad.* vol. 17, 1837, p. 171; (read. Jan. 27, 1834), auch *Pogg. Ann.* 45, 1838, S. 95 — v. Ettingshausen, *Pogg. Ann.* 45, 1838, S. 97.

2) *Mém. d'Inst. V.* 1826, p. 419.

3) *Pogg. Ann.* 49, 1840, S. 106.

einer schwach keilförmigen Spiegelplatte, und Zusammenschichten der dickeren Seiten beider Hälften ein Interferenzprisma herzustellen, hat den Mangel, daß die undurchsichtige Stelle, wo die dickeren Seiten der Prismen zusammenstoßen, stört. Die beiden keilförmigen Spiegelgläser sind jedoch viel leichter zu stellen als Interferenzspiegel, da es nicht erforderlich ist, daß die Flächen nahezu in derselben Ebene liegen.

Streifen Spiegelglas, vom Rande größerer Platten abgeschnitten, wo diese nicht ganz eben waren, bilden manchmal zufällig ein ganz brauchbares Interferenzprisma und zeigen schöne breite Interferenzstreifen, wie auch schon G. S. Ohm¹⁾ bemerkt hat.

Legt man nach dem in §. 73 angegebenen Verfahren eine keilförmige Collodiumschicht auf eine gewöhnliche ebne Spiegelglasplatte, so wirkt der Rand der Collodiumschicht ebenfalls wie ein Interferenzprisma.

Ich habe für die folgenden Versuche ein sehr schönes Interferenzprisma von Plössl mit vollkommen ebenen Flächen benutzt, 34^{mm} hoch, 20^{mm} breit und circa 2^{mm} dick; der Querschnitt ist ein gleichseitiges Dreieck mit einem stumpfen Winkel von 179° 40' 30".

Je nach der Gestalt des Prismas in der unmittelbaren Nähe der Kante des stumpfen Winkels wird die Mitte des Interferenzstreifen-Systems selbst bei sehr vollkommenen Interferenz-Prismen immer etwas verschieden seyn von der Mitte des Streifensystems, das Interferenzspiegel zeigen.

78.

In ähnlicher Weise, wie Fresnel bei einem Interferenzprisma die beiden virtuellen Bilder eines Lichtpunktes benutzt, um zwei interferirende Strahlenbündel zu erzeugen, hat Billet²⁾ die beiden realen Bilder benutzt, die jede Hälfte eines in der Mitte durchschnittenen Linsenglases von dem leuchtenden Punkte erzeugt, in ähnlicher Weise, wie

1) Pogg. Ann. Bd. 49, 1840, S. 108.

2) Billet, *traité d'optique physique I*, p. 67, 1858. — *Ann. d. chim. et d. phys.*, (3) t. 64, p. 388 sqq. 1862.

die beiden Linsenhälften eines Heliometers zwei reale Bilder eines Sternes entwerfen.

Nach meiner Erfahrung eignen sich concav-convexe Linsen weit schlechter als biconvexe für diese Versuche, selbst wenn im übrigen Flächen und Material sehr vollkommen sind. Am besten war ein gewöhnliches Linsenglas von 46^{mm} Brennweite, 38^{mm} Durchmesser und etwa 1^{mm} Dicke (Billenglas), das mit dem Diamanten in zwei gleiche Hälften geschnitten und mit vier weichen Wachskügelchen (Fig. 7, Taf. II) auf einem Holzring von 28^{mm} Durchmesser im Lichte so befestigt war, daß die Schnittflächen 0^{mm},8 von einander abstanden. Die richtige Stellung giebt man den beiden Hälften dadurch, daß man die Spiegelbilder eines entfernten Objectes in beiden gleichzeitig betrachtet und sich decken läßt.

Der Apparat wird von dem leuchtenden Punkte 1^m,5 oder weiter entfernt so aufgestellt, daß die Schnittlinien der beiden Linsenhälften vertikal stehen. Beide Hälften entwerfen in den conjugirten Brennpunkten zwei Bilder des leuchtenden Punktes, die man auf einer matten Glastafel auffangen kann. Oft ist es vortheilhaft die richtige Lage beider Linsenhälften nach diesen beiden Bildpunkten zu beurtheilen, die nebeneinander liegen müssen in etwas größerem Abstände von einander, als der Zwischenraum zwischen beiden Linsenhälften beträgt. Daß beide Linsenhälften nahezu in einer Ebene liegen, wie die reflectirenden Flächen der Fresnel'schen Interferenzspiegel, ist unwesentlich. In einer Entfernung von 200^{mm} oder mehr hinter den beiden realen Bildern des leuchtenden Punktes lassen sich mit der Fresnel'schen Lupe oder objectiv die gewöhnlichen Interferenzstreifen wie bei den Fresnel'schen Spiegeln beobachten. Statt eines leuchtenden Punktes läßt sich natürlich auch eine Lichtlinie senkrecht zur Verbindungslinie beider Brennpunkte verwenden.

Der Apparat hat neben großer Lichtstärke und Billigkeit den Vortheil, daß der Querschnitt der interferirenden Strahlenbündel in der Nähe der Brennpunkte sehr klein ist.

man also hier leicht einen Jamin'schen Compensator, Krystallblättchen oder dergl. in den Gang der Strahlen einschalten kann, die wie die Strahlenbündel nur geringe Breite zu haben brauchen. Innerhalb dieser geringen Breite ist es leicht, homogene Platten von gleichmäßiger Dicke zu erhalten. Der Abstand $2c$ der leuchtenden Punkte von einander kann direct mit der Fresnel'schen Lupe gemessen und daraus die Breite der Fransen im Voraus berechnet werden.

Für viele Zwecke ist es bei den eben beschriebenen Halblinsen nachtheilig, daß die Strahlen, welche von dem leuchtenden Punkt in einer Horizontalebene ausgehen, im Verlaufe ihres Weges nicht in einer Horizontalebene bleiben. Es hat deshalb schon Billet die Hälften einer gewöhnlichen Linse durch die beiden Hälften einer Cylinderlinse ersetzt, die dann die Vorzüge des Fresnel'schen Interferenzprismas mit den Vorzügen der gewöhnlichen Halblinsen vereinigen.

Der von mir benutzte Apparat ist im wesentlichen wie der von Billet eingerichtet; nur habe ich einen Jamin'schen Compensator statt des Billet'schen benutzt, der übrigens auf demselben von Arago angegebenen Principe beruht. (Vergl. §. 74).

Die Cylinderlinsen sind an einem Gestell von schwarz gebranntem Messing befestigt, Fig. 3 und 4, Taf. II. Eine Platte von 50^{mm} Höhe und 80^{mm} Breite trägt einen quadratischen Ausschnitt von 35^{mm} Seite. Auf dieser Platte liegen über dem Ausschnitt zwei U-förmige Messingstücke LL_1 und RR_1 auf, so daß ihre ebenen Vorderflächen sich in derselben Ebene befinden. Auf diesen Vorderflächen werden mit Wachs die beiden cylindrischen planconvexen Linsen von 35^{mm} Höhe, 17^{mm} Breite und etwa 1^{mm},5 Dicke mit ihrer Planfläche befestigt, so daß die dicken Seiten der Linsen zusammenstoßen. Das Stück LL_1 wird dann mit dem Schlitten G durch Schraube und Spiralfeder je nach Bedürfnis 1^{mm} oder mehr von dem Stücke RR_1 entfernt. Das letztere ist um den Stift H drehbar; die Feder F drückt,

wie aus der Zeichnung zu ersehen, das U-förmige Stück nach der einen, die Schraube K dasselbe nach der anderen Richtung. Mit der Schraube K lassen sich also die Cylinder-Axen beider Hälften parallel stellen; mit der Schraube S beiden Cylinderhälften und also auch die Bildpunkte des leuchtenden Punktes nähern oder von einander entfernen, und so der Abstand der Interferenzstreifen vergrößern oder verkleinern. Der ganze Apparat ist in einer Messingröhre höher oder tiefer zu stellen, und längs einer getheilten 1^m langen horizontalen Messingschiene W zu verschieben. Am anderen Ende dieser Schiene ist auf einem ähnlichen Gestell ein horizontaler Kreis $K_1 K_2$ befestigt, auf den eine matte Glastafel T_1 ein Prisma oder dergl. aufgesetzt werden kann. Die Albidade des Kreises trägt einen Schlitten Q , so daß man die aufgesetzten Glasplatten oder Prismen parallel mit sich selbst in horizontaler Richtung verschieben kann. Der Kreis wird so lange verschoben, bis auf der matten Glastafel R die beiden Bilder des leuchtenden Punktes möglichst scharf erscheinen. Der Messingarm V des Gestelles trägt ein Tischchen mit der Fresnel'schen Lupe M und läßt sich um eine durch den Mittelpunkt des Kreises $K_1 K_2$ gehende vertikale Axe drehen.

Die Hauptbrennweite der Cylinderlinsen, welche Hr. Steinheil die Güte hatte, für mich anfertigen zu lassen, betrug 602^{mm}.

Natürlich wirken die beiden Cylinderlinsen wie die Planparallelplatten eines Jamin'schen Compensators, wenn die Planflächen derselben nicht genau einander parallel stehen, und die Interferenzstreifen werden je nach der Neigung beider Halblinsen nach der einen oder anderen Seite verschoben seyn. Durch Unterlegen eines Planglases, dessen Oberfläche nur wenig über die Vorderfläche der U-förmigen Stücke RR_1 und LL_1 vorsteht, kann man die beiden Planflächen der Linsen genau in eine Ebene legen.

Gewöhnlich lasse ich zunächst Sonnenlicht von dem Heliostaten in horizontaler Richtung auf die Oeffnung O des Apparates Fig. 2 Taf. II reflectiren, so daß das Strahlen-

bündel beide Cylinderlinsen, die in einer Entfernung von 1300^{mm} oder mehr hinter der Oeffnung O stehen, gleichmächtig trifft. Die cylindrischen Halblinsen werden so gedreht, daß die Planflächen das Licht nach der Schirmöffnung zurückweifen. Die Stellung der Linsen läßt sich nach den auf den Schirm zurückgeworfenen Spiegelbildern beurtheilen. Sollten die Linsen nicht genau gerichtet seyn, so genügt ein leiser Druck mit dem Finger auf den Rand der betreffenden Linse, um den kleinen Fehler zu verbessern.

Nun wird die Linse vor die Oeffnung O des Apparates gedreht und der Kreis $K_1 K_2$ mit der matten Glasplatte R an die Stelle der beiden Bilder $P_1 P_2$ (Fig. 5 Taf. I) des leuchtenden Punktes gerückt, die als Lichtlinien erscheinen. Die matte Glasplatte R vertauscht man mit einem ebenen, vertikalen Silberspiegel, dreht diesen, bis er die Strahlen nach dem Auge des Beobachters reflectirt und stellt durch die Schrauben K und S_1 während man die reflectirten Strahlen mit einer Lupe beobachtet, die Cylindrischen Halblinsen so ein, daß die Interferenzstreifen deutlich und in dem gewünschten Abstände von einander erscheinen. Bei gut gestellten Linsen müssen die Interferenzstreifen in der Mitte ein vollkommen weißes Feld mit braunen Rändern zeigen, welche an die dunkel schwarzen Interferenzstreifen zu beiden Seiten gränzen.

Kommt es auf große Lichtintensität an, so vertauscht man den Apparat Fig. 2 mit einem von zwei Gravesande'schen Schneiden gebildeten Spalt, wirft mit dem Silberspiegel die Strahlen nach einer weißen Fläche in der Nähe des Spaltes und dreht diesen so lange, bis die Interferenzstreifen objectiv auf der weißen Fläche möglichst deutlich erscheinen. Der Spalt steht in diesem Falle genau parallel der Cylinderaxe der Linsen. Durch Engerstellen des Spaltes kann man den Interferenzstreifen größere Schärfe geben. Bei schwachem Sonnenlicht habe ich wohl den Spalt $0^{\text{mm}},75$ breit gemacht: im allgemeinen jedoch ist eine Breite von $0^{\text{mm}},1$ zu empfehlen. Die Interferenzstreifen lassen sich nach Entfernung des Silberspiegels auch in einem von Tageslicht

leuchteten Zimmer sowohl objectiv als mit einer Fresnel'schen Lupe oder einem Mikroskope beobachten, und sehen bei genauer Einstellung an Deutlichkeit den an Fresnel'schen Spiegeln beobachteten kaum nach.

Zwischen den realen Bildern und den cylindrischen Halblinsen, oder zwischen den letzteren und dem leuchtenden Punkte kann man einen Jamin'schen Compensator (§. 74) anbringen, so daß das Strahlenbündel der einen Cylinderlinse die eine, das der anderen Cylinderlinse die andere Planparallelplatte des Compensators durchläuft. Je unvollkommener die Gläser des Compensators sind, um so mehr muß derselbe in der Nähe der beiden realen Bilder stehen. Dies ist besonders bei einem Compensator aus gewöhnlichem Spiegelglase zu berücksichtigen. Am leichtesten orientiren läßt sich der Compensator, wenn man ihn zwischen Halblinsen und leuchtendem Punkte, unmittelbar vor den ersteren aufstellt, so daß er, während die Kreistheilung des Goniometers, das die Compensatorplatten trägt, auf 0 steht, das auf die Plangläser auffallende Sonnenlicht nach dem Schirm zurückwirft, in welchem der leuchtende Punkt oder Spalt angebracht ist. Machen andere Umstände eine andere Stellung des Compensators wünschenswerth, so entfernt man die eingestellten Cylinderlinsen, stellt den Compensator in der beschriebenen Weise ein, und bringt darauf die Cylinderlinsen wieder in ihre ursprüngliche Lage.

Der eben beschriebene Apparat hat jedoch wie alle, von denen bisher die Rede war, den Nachtheil, daß seine einzelnen Stücke mehrere Meter auseinander liegen, daß also ein größerer Raum zu seiner Aufstellung erforderlich und seine Handhabung umständlich ist. Will man den Jamin'schen Compensator, oder die Schrauben der cylindrischen Halblinsen oder des Spaltes verstellen, und gleichzeitig die Interferenzstreifen beobachten, so ist die Anwendung eines ebenen Planspiegels oder mehrerer rechtwinkliger Prismen nicht zu entbehren, durch welche man die Interferenzstreifen nach der Stelle wirft, wo der Beobachter sich befindet. Dadurch werden die erwähnten Uebelstände

zum Theil beseitigt. Längere Reihen messender Versuche an dem Apparate anzustellen ist jedoch leider oft unmöglich, da sich in einem Privathause einer großen Stadt die einzelnen Theile des Apparates nicht so befestigen lassen, daß sie trotz des Fahrens der Wagen usw. dieselbe relative Lage gegeneinander behalten. Ändert sich diese, so schwanken auch die Interferenzstreifen im Gesichtsfelde hin und her. Gewöhnlich habe ich Linse oder Spalt mit dem Heliostaten auf der Mauer des Hauses aufgestellt, und die übrigen Theile an demselben sehr soliden Ständer befestigt, der die große 1^m lange Messingschiene *W* trug. In einigen Fällen genügte es Spalt oder Linse an dem einen, die cylindrischen Halblinsen an dem anderen Ende der langen Messingschiene anzubringen, und durch zwei nahezu parallel gestellte Silberspiegel - an dem vorderen und hinteren Ende der Messingschiene die Strahlen mehrere Male hin und her reflectiren zu lassen. Freilich müssen die Spiegel dann vollkommen eben und gut polirt seyn, um die Deutlichkeit der Interferenzstreifen nicht zu beeinträchtigen, und Lampenlicht kann dann nur in besonders günstigen Fällen in einem dunklen Zimmer zur Beleuchtung des Spaltes statt des Sonnenlichtes benutzt werden.

79.

Für manche Untersuchungen bieten die von Brewster¹⁾ entdeckten Interferenzstreifen zweier nahezu gleich dicker Platten mit parallelen Flächen große Vortheile. Die theoretische Erklärung dieser Interferenzstreifen ist im Wesentlichen schon von Herschel²⁾ gegeben worden. Einen besonderen Fall dieser Interferenzstreifen hat in neuerer Zeit Jamin³⁾ benutzt, um die Brechungsexponenten des comprimierten Wassers und des Wasserdampfes zu bestimmen,

1) *Phil. Trans. Roy. Soc. Edinb.* 1815, t. VII, 2; p. 435 bis 444 und *Pl. XXII, fig. 3, 2 etc.*, auch Biot, *traité de phys. t. IV, p. 246, 1816.*

2) Herschel, *on light*, §. 688, p. 475 1828.

3) *Compt. rend. XLII, p. 433, 1856. Ann. d. chim. (3) t. 52. p. 166. 1858.*

sowie Ketteler ¹⁾, um die Brechungsexponenten verschiedener Gase für verschiedenfarbige Lichtstrahlen zu messen.

Der Apparat von Brewster besteht aus zwei gleich dicken Glasplatten G_1 und G_2 (Fig. 12, Taf. II), den beiden Theilen einer und derselben in zwei Stücke zerschnittenen größeren Platte mit genau planparallelen Flächen, die unter einem sehr kleinen Winkel ν gegeneinander geneigt sind. Fällt auf die erste Platte ein Lichtstrahl SA_1 auf, so wird er zum Theil gebrochen, als Strahl A_1A_2 , zum Theil reflectirt als Strahl A_1B_1 , der sich dann gegen die zweite Platte wie der Strahl SA_1 gegen die erste verhält. Jeder dieser Strahlen erzeugt nun durch die vielfachen Reflexionen im Innern jeder Platte eine Reihe von Strahlen, wie es aus der Zeichnung deutlich zu ersehen ist. Auf diese Weise wird von der zweiten Platte eine Reihe von Strahlen reflectirt oder durchgelassen, die sich zu einzelnen Strahlengruppen oder Strahlenbündeln zusammensetzen. Diese Strahlengruppen sind in der Zeichnung für reflectirtes Licht mit I, II, III etc. bezeichnet, und ebenso für durchgegangenes Licht. Das erste Strahlenbündel besteht aus 1, das zweite aus 2, das dritte aus 3 Strahlen u. s. f. Sie sollen im folgenden als Strahlenbündel erster, zweiter, dritter usw. Ordnung unterschieden werden. Die einzelnen Strahlen eines Strahlenbündels derselben Ordnung sind in der Figur mit arabischen Ziffern bezeichnet. Die Strahlen eines Strahlenbündels haben einen geringen Gangunterschied, der von Neigung, Dicke und Brechungsexponenten der Platten abhängt, und werden also mit einander interferiren. In allen reflectirten oder durchgegangenen Strahlenbündeln, mit Ausnahme derjenigen erster Ordnung, werden also bestimmte Farben ganz oder zum Theil ausgelöscht seyn, und die Strahlenbündel farbig erscheinen. Fallen mehrere Strahlen SA_1 in verschiedener Richtung auf die erste Glasplatte auf, so werden auch die reflectirten oder durchgegangenen Strahlenbündel verschiedene Richtung haben. Durch das Zusam-

1) Ketteler, Beobachtungen über die Farbenzerstreuung der Gase. Bonn 1865, 8°, S. 29 sqq.

menwirken der Strahlen derselben Ordnung, die verschiedenen einfallenden Strahlen entsprechen, wird dann die zweite Glasplatte gefärbt erscheinen, mag man sie im durchgehenden oder reflectirten Lichte betrachten.

Fällt statt des Strahles SA_1 auf die Vorderfläche ein Strahl HA_1 auf die Hinterfläche der ersten Glasplatte, so erzeugt er durch Brechung und Reflexion die Strahlen A_1A_2 und A_1A_3 und abgesehen von der geringeren Lichtintensität verhält sich alles ähnlich wie in dem zuerst beschriebenen Falle.

Von den vielen durch Interferenz gefärbten Strahlenbündeln verschiedener Ordnung, die zwei solche schwach geneigte Glasplatten zeigen, haben Jamin und Ketteler das reflectirte Strahlenbündel zweiter Ordnung benutzt, dessen beide Strahlen bei genau parallelen Glasplatten vollkommen identisch sind. Bei schwach geneigten Glasplatten werden durch Interferenz bestimmte Farben vollkommen ausgelöscht, und das betreffende Strahlenbündel erscheint besonders lebhaft gefärbt.

Der Apparat hat den Vorzug, daß die Entfernung der dicken Glasplatten von einander oder die Länge der interferirenden Strahlen 1 und 2 (Fig. 11 Taf. II) beliebig sein kann. Die Entfernung E der interferirenden Strahlen von einander hängt von der Dicke der Platten und dem Winkel ab, unter welchem der Strahl SA auf die erste Platte G , auffällt. Nennt man φ und φ_1 Einfallswinkel dieses Strahls, D und n Dicke und Brechungsexponent der Glasplatte, so ist

$$E = 2D \cdot \cos \varphi \operatorname{tg} \varphi,$$

und diese Entfernung E hat ein Maximum, das durch die Gleichung

$$\sin^4 \varphi - 2n^2 \sin^2 \varphi + n^2 = 0 \quad 1)$$

oder

$$\operatorname{tg}^4 \varphi = \frac{n^2}{n^2 - 1} \quad 2)$$

1) Billet, *traité d'optique-physique*, I, p. 162. 1858.

2) Ketteler, Beobachtungen etc. S. 34.

gegeben ist. Für eine Glasplatte vom Brechungsexponenten $\frac{3}{2}$ ist dieser Werth von $\varphi = \omega$, welcher E zu einem Maximum macht,

$$\omega = 49^\circ 12'.$$

Die Entfernung E der beiden interferirenden Strahlen ist von praktischer Wichtigkeit für die Einrichtung der Röhren oder sonstigen Apparate, die man in den Gang der interferirenden Strahlen 1 und 2 einschalten will.

Ketteler¹⁾ hat die isochromatischen Curven bestimmt, die durch solche reflectirten Strahlenbündel zweiter Ordnung entstehen, wenn man diffuses Tageslicht auf die erste Platte auffallen läßt und von der zweiten reflectiren läßt.

Jámin wie Ketteler erleuchteten bei ihren Messungen die erste Platte durch eine weiße oder monochromatische Lichtflamme, lassen also einen Lichtkegel auf die erste Platte auffallen. Die von der zweiten Platte reflectirten Strahlen fallen durch eine Convexlinse auf das Auge, welches die Lage der farbigen Interferenzstreifen nach einem vor der Linse angebrachten Diaphragma oder Fadennetz beurtheilt. Diese Beobachtungsmethode war zum Theil wohl durch die Unvollkommenheiten der benutzten Glasplatten geboten, deren Material bei einer Dicke von 30^{mm} nicht vollkommen gleichförmig, oder deren Flächen nicht vollkommen eben seyn mochten.

80.

Ich habe wegen der außerordentlichen Vollkommenheit der von Hrn. Steinheil bezogenen Planparallelgläser meinem Apparat eine andere Einrichtung geben können, die einmal nach Belieben Strahlenbündel verschiedener Ordnung zu benutzen gestattet, und dann auch den Vorzug hat, mit homogenem Licht operiren zu können. Der Apparat ist eine Combination eines gewöhnlichen Spectral-Apparates mit dem System Brewster'scher Plangläser, und ist im wesentlichen schon früher²⁾ von mir beschrieben worden. Von einem Heliosstaten H (Fig. 13 Taf. II) reflectirte Sonnen-

1) Ketteler, Beobachtungen etc. S. 32.

2) Monatsber. d. Berl. Akad. 18. Dec. 1862, S. 718.

strahlen fallen auf einen Spalt S , der sich im Hauptbrennpunkt einer achromatischen Linse L von 28^{mm} Durchmesser befindet, treten aus der Linse in paralleler Richtung aus, und treffen dann auf das System der dicken Glasplatten G_1 und G_2 . Von den reflectirten Strahlenbündeln sind nur die beiden ersten gezeichnet. Das erste und dritte werden von einem Schirm Q_1 aus schwarzem Papier aufgefangen; das zweite geht durch eine Oeffnung dieses Schirmes hindurch, um durch ein Flintglasprisma P_1 von 60° gebrochen zu werden, das so gestellt ist, das die Strahlen möglichst wenig abgelenkt werden. Die aus dem Prisma ausgetretenen Strahlen betrachtet man mit bloßem Auge, oder einem kleinen astronomischen Fernrohr F_1 von schwacher Vergrößerung. Gewöhnlich benutze ich ein 85^{mm} langes Fernrohr mit Objectiv von 13^{mm} Durchmesser, das 2,8 Mal vergrößert. Im Ocular befindet sich entweder ein gewöhnliches Fadenkreuz oder ein Glas-Mikrometer, das auf eine halbkreisförmige Glasplatte gezogen ist (Fig. 8 Taf. II), so das ein Theil des Gesichtsfeldes von Strahlen erhellt wird, die nicht durch die Glasplatte des Glasmikrometers hindurchgegangen sind.

Die beiden vertikalen Glasplatten G_1 und G_2 von 32^{mm} Länge, 27^{mm} Höhe und 4 bis 8^{mm} Dicke sind mit weichem Wachs auf 2 Schlitten aufgesetzt, die auf einem horizontalen eisernen Rahmen nach Art des Supports einer Drehbank sich parallel mit sich selbst verschieben lassen. Man richtet die Platten entweder mit der Hand, oder dadurch, das man die Schlitten an einander schiebt, auf dem zugehörigen Schlitten beide Platten so befestigt, das sie sich berühren, und dann die Schlitten wieder von einander entfernt. Haben die Glasplatten G_1 und G_2 die passende Neigung, so sieht man im Fernrohr ein Spectrum, mit vertikalen Fraunhofer'schen Linien, und gleichzeitig parallel denselben ein System schwarzer Interferenzstreifen, ähnlich den sogenannten Talbot'schen Streifen¹⁾ oder ähnlich denjenigen, wel-

1) Talbot, *Phil. Mag.* (2) X, May 1837, p. 364.

de Brewster¹⁾ mit polarisirtem Licht und Krystallplatten wahrgenommen hat.

Der Abstand der Interferenzstreifen ist um so größer, und ihre Anzahl um so geringer, je kleiner der Winkel ist, den die beiden vertikalen Plangläser G_1 und G_2 mit einander einschließen. Es hat keine Schwierigkeit, während man durch das Fernrohr sieht, mit der Hand die Platte G_2 so zu richten, daß die Streifen im gewünschten Abstand von einander an der passenden Stelle des Spectrums erscheinen, die durch das Fadenkreuz des Fernrohrs oder eine bestimmte Fraunhofer'sche Linie gegeben seyn kann.

Für gewisse Versuche, besonders wenn die Glasplatten dick sind (vergl. §. 82), ist ein Apparat ähnlich dem von Jamin benutzten bequem, wo die zweite Platte auf einem messingenen von drei Stellschrauben getragenen Dreifuß steht, und durch einen langen Hebel mit Schraube und Feder um eine vertikale Axe um kleine Winkel gedreht werden kann²⁾.

Der Winkel, unter dem die Strahlen auf die Vorderfläche der Platten auffallen, kann natürlich beliebig gewählt werden, jedoch ist für die meisten Fälle, wenn nicht andere Rücksichten überwiegen, der größeren Lichtintensität wegen ein Einfallswinkel von 70° zu empfehlen.

Statt des reflectirten Strahlenbündels zweiter Ordnung läßt sich auch das durchgegangene Strahlenbündel zweiter Ordnung mit Prisma P_2 und Fernrohr F_2 auffangen, während man die benachbarten Strahlenbündel I, III usw. Ordnung durch einen Papierschirm Q_2 abblendet. Der Versuch zeigt, wenn man das reflectirte und durchgehende Licht gleichzeitig untersucht, daß beide complementär sind, d. h. daß die dunklen Stellen des reflectirten Spectrums im durch-

1) Brewster, *Phil. Transact.* 1837, II, p. 245; ähnliche Versuche von Fizeau und Foucault, *Compt. rend.* XXI, 1845, p. 1156 und *Ann. d. chim.* (3) t. 26, 1849, p. 146 oder von Broch, *Dove Report.* VII, p. 113, 1846.

2) Jamin, *Ann. d. chim. et d. phys.* (3), t. 52, p. 165, 1858 u. *Pl. I.* Fig. 1 und 2.

gehenden hell, die hellen Stellen des reflectirten Spectrums im durchgehenden dunkel erscheinen.

Vergrößert man die Neigung ν der beiden dicken Glasplatten gegeneinander, so verschieben sich die Interferenzstreifen nach dem rothen Ende des Spectrums, ihre Anzahl nimmt zu, und der Abstand zwischen ihnen wird kleiner. ν kann dabei positiv oder negativ seyn. Der Abstand zweier auf einander folgender Interferenzstreifen von einander ist für verschiedene Farben verschieden und nimmt allmählig zu von Roth bis zum Violet.

Schaltet man in den Gang der Strahlen 1 und 2, die bei den Strahlenbündeln zweiter Ordnung interferiren, einen Jamin'schen Compensator J (Fig. 13 Taf. II) ein, so wandern die Interferenzstreifen zum rothen oder blauen Ende des Spectrums, je nachdem man durch Drehen des Compensators den Phasenunterschied der beiden interferirenden Strahlen vermehrt oder vermindert. Verzögern von Strahl 1 oder 2 kann daher ganz verschiedene Wirkung haben, je nachdem ν positiv oder negativ ist, und je nachdem der vom Jamin'schen Compensator allein hervorgerufene Phasenunterschied größer oder kleiner als derjenige ist, den die interferirenden Strahlen durch die Neigung der dicken Glasplatten G_1 und G_2 gegeneinander erhalten hatten.

Ob die reflectirten Strahlen in der Ordnung der Fig. 11 oder der Fig. 12 auf einander folgen, ist gleichgültig, ebenso ob die Prismenkante der Prismen P_1 oder P_2 (Fig. 13 Taf. II) zur Rechten oder zur Linken liegt. Auf die Krümmung der Interferenzstreifen und der Fraunhofer'schen Linien im Gesichtsfelde ist dabei keine Rücksicht genommen.

Alles dies ist in Uebereinstimmung mit der Theorie und folgt direct aus den Gl. 4, 12, 13, 19 §. 81 bis 83, sowie daraus, daß die Farben in einem Prisma-Spectrum für die brechbareren Strahlen bei gleicher Zunahme der Wellenlänge stärker getrennt werden, als für die weniger brechbaren.

Da das reflectirte und durchgehende Spectrum comple-

mentar sind, so gilt das eben gesagte für beide in gleicher Weise.

Der beschriebene Apparat ist nach meiner Erfahrung der empfindlichste und sicherste von allen Interferenz-Apparaten. Ein Luftzug durch das offene Fenster oder Hauchen auf die Luft zwischen den dicken Glasplatten genügt, um die Interferenzstreifen im Spectrum schwanken zu lassen, die dann, sobald die Luftmasse wieder homogen geworden ist, ihre frühere Lage annehmen.

Will man den Luftzug und die dadurch bewirkte momentane Verrückung der Interferenzstreifen vermeiden, was öfter störend ist, so setzt man den Heliostaten innerhalb des Zimmers an das geschlossene Fenster, und läßt die Sonnenstrahlen durch die Fensterscheiben auf den Spiegel desselben fallen. Dadurch wird dann gleichzeitig der Apparat vor dem Staube der Strafe geschützt und besser conservirt.

Verschiebt man den Papierschirm Q_1 oder Q_2 , so lassen sich in ähnlicher Weise auch das Strahlenbündel dritter und vierter Ordnung mit Prisma und Fernrohr untersuchen. Die Interferenzstreifen sind dann je nach dem Winkel, unter welchem die Strahlen die Vorderfläche der dicken Planparallelgläser treffen, verschieden deutlich, im vierten Spectrum intensiver als im dritten. Die dritten Spectra im reflectirten und durchgegangenen Licht waren für die von mir untersuchten Einfallswinkel (nahe 70°), ebenfalls complementär, wie die Spectra zweiter Ordnung. Die Interferenzstreifen waren zu je zwei gruppiert, und erschienen viel matter als in den Spectren zweiter Ordnung.

Entfernt man Fernrohr und Prisma, erweitert man den Spalt und fängt die reflectirten und durchgegangenen Strahlenbündel in passender Entfernung (circa $50''$) von dem zweiten Planglase G_2 mit einer matten Glasplatte auf, so nimmt man bei schwacher Neigung derselben auf der matten Glasplatte objectiv die gewöhnlichen von Brewster und Jamin beobachteten schön gefärbten Interferenzstreifen wahr.

Um die Lichtintensität der reflectirten und durchgegangenen Strahlenbündel verschiedener Ordnung zu berechnen, seyen φ und φ_1 Einfallswinkel und Brechungswinkel für die erste Platte G_1 , ψ und ψ_1 dieselben Größen für die zweite Platte G_2 , ν die Neigung der Platten gegeneinander, D die Dicke einer Platte, λ die Wellenlänge der betreffenden Farbe in Luft, λ_1 in Glas. Nennt man α die Entfernung einer senkrecht zum reflectirten Strahl durch B_2 (Fig. 12 Taf. II) gelegten Ebene vom Punkte α_2 , und β den Längensunterschied der Strahlen $A_1 B_1$ und $A_2 \alpha_2$, so ist

$$A_1 A_2 = A = \frac{D}{\cos \varphi_1} \quad \psi = \varphi - \nu$$

$$B_1 B_2 = B = \frac{D}{\cos \psi_1}$$

$$D \alpha_2 = \alpha = 2D (\sin \psi \operatorname{tg} \psi_1 - \cos \varphi \operatorname{tg} \psi \operatorname{tg} \varphi_1)$$

$$B_1 C = \beta = 2D (\sin \varphi \operatorname{tg} \varphi_1 - \cos \varphi \operatorname{tg} \psi \operatorname{tg} \varphi_1).$$

Ferner sey:

$$a = 2\pi \left(\frac{2A}{\lambda_1} - \frac{\beta}{\lambda} \right)$$

$$b = 2\pi \left(\frac{2B}{\lambda_1} - \frac{\alpha}{\lambda} \right)$$

u die Vibrationsgeschwindigkeit der reflectirten, v die der durchgehenden Strahlen. Der erste Index an diesen Größen u und v unterscheidet die Strahlenbündel verschiedener Ordnung, der zweite die verschiedenen (in der Zeichnung durch arabische Ziffern unterschiedenen) Strahlen desselben Strahlenbündels.

Die Amplitude 1 der einfallenden Strahlen gehe durch Reflexion in Luft in die Amplitude r , durch Reflexion in Glas in die Amplitude ρ über, durch Brechung aus Luft in Glas in die Amplitude d , durch Brechung aus Glas in Luft in die Amplitude δ . Bei der geringen Neigung der Platten G_1 und G_2 gegeneinander kann man die vom Einfallswinkel abhängigen Größen $r \rho d \delta$ für beide Platten gleich setzen. Nimmt man nun zunächst an, daß die

Phase eines Lichtstrahls durch Reflexion oder Brechung nicht geändert wird, so lassen sich die Vibrationsgeschwindigkeiten der einzelnen Strahlengruppen I, II, III etc. durch folgende Ausdrücke darstellen.

Reflectirtes Licht.

$$\begin{array}{l}
 u_{11} = r^2 \sin \theta \quad \text{I.} \\
 \left. \begin{array}{l} u_{21} = \rho r d \delta \sin [\theta - b] \\ u_{22} = \rho r d \delta \sin [\theta - a] \end{array} \right\} \text{II.} \\
 \left. \begin{array}{l} u_{31} = \rho^2 r d \delta \sin [\theta - 2b] \\ u_{32} = \rho^2 d^2 \delta^2 \sin [\theta - (a + b)] \\ u_{33} = \rho^2 r d \delta \sin [\theta - 2a] \end{array} \right\} \text{III.} \\
 \left. \begin{array}{l} u_{41} = \rho^3 r d \delta \sin [\theta - 3b] \\ u_{42} = \rho^4 d^2 \delta^2 \sin [\theta - (a + 2b)] \\ u_{43} = \rho^4 d^2 \delta^2 \sin [\theta - (2a + b)] \\ r_{44} = \rho^3 r d \delta \sin [\theta - 3a] \end{array} \right\} \text{IV.} \\
 \text{etc.}
 \end{array}$$

Durchgegangenes Licht.

$$\begin{array}{l}
 v_{11} = r d \delta \sin \theta \quad \text{I.} \\
 \left. \begin{array}{l} v_{21} = \rho^2 r d \delta \sin [\theta - b] \\ v_{22} = \rho d^2 \delta^2 \sin [\theta - a] \end{array} \right\} \text{II.} \\
 \left. \begin{array}{l} v_{31} = \rho^4 r d \delta \sin [\theta - 2b] \\ v_{32} = \rho^3 d^2 \delta^2 \sin [\theta - (a + b)] \\ v_{33} = \rho^3 d^2 \delta^2 \sin [\theta - 2a] \end{array} \right\} \text{III.} \\
 \left. \begin{array}{l} v_{41} = \rho^6 r d \delta \sin [\theta - 3b] \\ v_{42} = \rho^5 d^2 \delta^2 \sin [\theta - (a + 2b)] \\ v_{43} = \rho^5 d^2 \delta^2 \sin [\theta - (2a + b)] \\ v_{44} = \rho^5 d^2 \delta^2 \sin [\theta - 3a] \end{array} \right\} \text{IV.} \\
 \text{etc.}
 \end{array}$$

Die Gröfsen θ enthalten die Zeit und bezeichnen innerhalb jeder Strahlengruppe dieselbe, für die verschiedenen Strahlengruppen aber verschiedene Gröfsen.

Dieselben Betrachtungen lassen sich anstellen, wenn die Strahlen nicht auf die Vorderfläche der ersten Glasplatte G_1

als Strahlen SA_1 , sondern auf die Hinterfläche derselben als Strahlen HA_0 mit der Amplitude 1 auffallen. Nennt man reflectirte und durchgegangene Vibrationsgeschwindigkeiten \bar{u} und \bar{v} , so ist für:

Reflectirtes Licht.

$$\begin{array}{l}
 \bar{u}_{11} = r d \delta \sin \theta \quad \text{I.} \\
 \bar{u}_{21} = \rho d^2 \delta^2 \sin [\theta - b] \\
 \bar{u}_{22} = \rho^2 r d \delta \sin [\theta - a] \quad \text{II.} \\
 \bar{u}_{31} = \rho^3 d^2 \delta^2 \sin [\theta - 2b] \\
 \bar{u}_{32} = \rho^3 d^2 \delta^2 \sin [\theta - (a + b)] \\
 \bar{u}_{33} = \rho^4 r d \delta \sin [\theta - 2a] \quad \text{III.} \\
 \bar{u}_{41} = \rho^5 d^2 \delta^2 \sin [\theta - 3b] \\
 \bar{u}_{42} = \rho^5 d^2 \delta^2 \sin [\theta - (a + 2b)] \\
 \bar{u}_{43} = \rho^5 d^2 \delta^2 \sin [\theta - (2a + b)] \\
 \bar{u}_{44} = \rho^6 r d \delta \sin [\theta - 3a] \quad \text{IV.} \\
 \text{etc.}
 \end{array}$$

Durchgegangenes Licht.

$$\begin{array}{l}
 \bar{v}_{11} = d^2 \delta^2 \sin \theta \quad \text{I.} \\
 \bar{v}_{21} = \rho^3 d^2 \delta^2 \sin [\theta - b] \\
 \bar{v}_{22} = \rho^3 d^2 \delta^2 \sin [\theta - a] \quad \text{II.} \\
 \bar{v}_{31} = \rho^4 d^2 \delta^2 \sin [\theta - 2b] \\
 \bar{v}_{32} = \rho^4 d^2 \delta^2 \sin [\theta - (a + b)] \\
 \bar{v}_{33} = \rho^4 d^2 \delta^2 \sin [\theta - 2a] \quad \text{III.} \\
 \bar{v}_{41} = \rho^5 d^2 \delta^2 \sin [\theta - 3b] \\
 \bar{v}_{42} = \rho^5 d^2 \delta^2 \sin [\theta - (a + 2b)] \\
 \bar{v}_{43} = \rho^5 d^2 \delta^2 \sin [\theta - (2a + b)] \\
 \bar{v}_{44} = \rho^5 d^2 \delta^2 \sin [\theta - 3a] \quad \text{IV.}
 \end{array}$$

Setzt man

$$d = a - b = \frac{2D}{\lambda_1} (\cos \varphi_1 - \cos \psi_1) 2\pi,$$

so ergeben sich aus den eben angeführten Vibrationsgeschwindigkeiten folgende Lichtintensitäten R^2 für die reflectirten und D^2 für die durchgegangenen Strahlen, die für die verschiedenen Strahlengruppen wieder durch untere Indices unterschieden sind, und einen horizontalen Strich tragen, wenn die Strahlen HA_0 auf die Hinterfläche der Glasplatte G_1 aufhielen.

$$R_1^2 = r^4$$

$$R_2^2 = (d\delta)^2 \left((2r\rho)^2 - 4r^2 \rho^2 \sin^2 \frac{A}{2} \right)$$

$$7. \quad R_3^2 = (\rho^2 d\delta)^2 \left((2r\rho + d\delta)^2 - 8r\rho d\delta \sin^2 \frac{A}{2} - 4r^2 \rho^2 \sin^2 2 \frac{A}{2} \right)$$

$$R_4^2 = (\rho^4 d\delta)^2 \left((2r\rho + 2d\delta)^2 - (8r\rho d\delta + 4d^2 \delta^2) \sin^2 \frac{A}{2} - 8r\rho d\delta \sin^2 2 \frac{A}{2} - 4r^2 \rho^2 \sin^2 3 \frac{A}{2} \right)$$

etc.

$$\bar{R}_1^2 = D_1^2 = (r d \delta)^2$$

$$\bar{R}_2^2 = D_2^2 = (\rho d \delta)^2 \left((d\delta + r\rho)^2 - 4r\rho d\delta \sin^2 \frac{A}{2} \right)$$

$$8. \quad \bar{R}_3^2 = D_3^2 = (\rho^2 d \delta)^2 \left((2d\delta + r\rho)^2 - 4(d^2 \delta^2 + r\rho d\delta) \sin^2 \frac{A}{2} - 4r\rho d\delta \sin^2 2 \frac{A}{2} \right)$$

$$\bar{R}_4^2 = D_4^2 = (\rho^4 d \delta)^2 \left((3d\delta + r\rho)^2 - 4(2d^2 \delta^2 + r\rho d\delta) \sin^2 \frac{A}{2} - 4(d^2 \delta^2 + r\rho d\delta) \sin^2 2 \frac{A}{2} - 4r\rho d\delta \sin^2 3 \frac{A}{2} \right)$$

etc.

$$D_1^2 = (d^2 \delta^2)^2$$

$$\bar{D}_2^2 = (\rho^2 d^2 \delta^2)^2 \left(4 - 4 \sin^2 \frac{A}{2} \right)$$

$$9. \quad \bar{D}_3^2 = (\rho^4 d^2 \delta^2)^2 \left(9 - 8 \sin^2 \frac{A}{2} - 4 \sin^2 2 \frac{A}{2} \right)$$

$$\bar{D}_4^2 = (\rho^6 d^2 \delta^2)^2 \left(16 - 12 \sin^2 \frac{A}{2} - 8 \sin^2 2 \frac{A}{2} - 4 \sin^2 3 \frac{A}{2} \right)$$

etc.

Diese Ausdrücke lassen sich auch in folgender Form schreiben:

$$R_1^2 = r^4$$

$$R_2^2 = (d\delta)^2 4 r^2 \rho^2 \cos^2 \frac{d}{2}$$

$$10. R_3^2 = (\rho^2 d\delta)^2 \left(d\delta + 2r\rho \cos 2 \frac{d}{2} \right)^2$$

$$R_4^2 = (\rho^4 d\delta)^2 4 \left(d\delta \cos \frac{d}{2} + r\rho \cos 3 \frac{d}{2} \right)^2$$

etc.

$$\bar{R}_1^2 = D_1^2 = (rd\delta)^2$$

$$\bar{R}_2^2 = D_2^2 = (\rho d\delta)^2 \left((d\delta + r\rho)^2 + 4r\rho d\delta \cos^2 \frac{d}{2} \right)$$

$$11. \bar{R}_3^2 = D_3^2 = (\rho^3 d\delta)^2 \left((2d\delta + r\rho)^2 + 4d\delta(d\delta + 2r\rho) \cos^2 \frac{d}{2} \right)$$

$$\bar{R}_4^2 = D_4^2 = (\rho^5 d\delta)^2 \left((3d\delta + r\rho)^2 + 4d\delta(d\delta + 2r\rho) \cos^2 \frac{d}{2} \right. \\ \left. + 4d\delta(d\delta + r\rho) \cos^2 \frac{2d}{2} + 4r\rho d\delta \cos^2 \frac{3d}{2} \right)$$

etc.

$$\bar{D}_1^2 = (d^2 \delta^2)^2$$

$$\bar{D}_2^2 = (\rho^2 d^2 \delta^2)^2 4 \cos^2 \frac{d}{2}$$

$$12. \bar{D}_3^2 = (\rho^4 d^2 \delta^2)^2 \left(1 + 2 \cos \frac{2d}{2} \right)^2$$

$$\bar{D}_4^2 = (\rho^6 d^2 \delta^2)^2 4 \left(\cos \frac{d}{2} + \cos \frac{3d}{2} \right)^2$$

etc.

Von allen diesen Strahlenbündeln sind die mit den Lichtintensitäten R_i^2 und \bar{D}_i^2 dadurch ausgezeichnet, daß sie aus je zwei Strahlen mit gleichen Amplituden bestehen, und daß eine Phasenänderung bei der Reflexion oder Brechung die beiden interferierenden Strahlen in gleicher Weise beeinflusst haben müßte.

Aus der Bezeichnung der Amplituden ergibt sich sofort, wie viel Reflexionen in Luft oder in Glas der eine der interferierenden Strahlen gegen den anderen voraus hat, so daß sich aus der Lage der Maxima und Minima in den verschiedenen Spectren die Aenderung der Phase bei Reflexion oder Brechung des Lichtes würde bestimmen lassen. *Die Methode* hätte vor andern den Vorzug mit vollkommen

homogenem Licht operiren zu können. Eine Aenderung der Phase würde einen bestimmten Interferenzstreifen an eine andere Stelle des Spectrums oder eine andere Fraunhofer'sche Linie bringen, und man beobachtet eigentlich keine Verschiebung der Interferenzstreifen, sondern eine Aenderung der Farbe, wodurch manche Fehlerquellen vermieden werden.

§. 82.

Die Spectra der mit \bar{D}^2 bezeichneten Strahlengruppen werden in sofern die einfachsten seyn, als die Lage der Maxima und Minima von der Gröfse der Amplituden $r\varrho d\delta$ unabhängig ist. Ich habe daher zunächst diese Spectra genauer untersucht.

An der horizontalen Axe eines Goniometers wurde eine Schlittenvorrichtung aus schwarz gebranntem Messing befestigt, an der zwei quadratische Platten von 18^{mm} Seite parallel mit sich selbst und senkrecht zur Goniometer-Axe verschoben und in beliebiger Entfernung von einander festgestellt werden konnten. Auf den einander zugekehrten Flächen dieser Messingplatten wurden mit Wachs zwei planparallele Glasplatten befestigt, auf den Rand ein dünner schmaler Papierstreifen gelegt, beide Glasplatten mit Hülfe der Schlittenvorrichtung an einander gedrückt und dann in passende Entfernung von einander gebracht, die zwischen 10 und 50^{mm} schwankte. Die Flächen beider Glasplatten schnitten sich in einer der Goniometer-Axe parallelen Linie und waren etwa 5' bis 15' gegeneinander geneigt.

Ein Heliostat warf Sonnenlicht durch einen schmalen verticalen Spalt von 2^{mm} Höhe auf eine achromatische Linse, die um die Hauptbrennweite vom Spalt entfernt war. Das aus der achromatischen Linse austretende Bündel paralleler Lichtstrahlen traf auf die Hinterfläche der ersten Glasplatte, und nach dem Austritt aus der zweiten Platte auf eine umgekehrt achromatische Combination von drei Crownglas- und zwei Flintglasprismen, die nach der, meines Wissens, von Amici angegebenen Einrichtung die verschieden farbigen Strahlen zerstreuen, während die gelbgrünen Strahlen, ohne

abgelenkt zu werden, hindurchgehen. Die aus der Prismencombination austretenden Strahlen wurden mit einem kleinen astronomischen auf unendlich eingestellten Fernrohr betrachtet. Ein Spectroskop von Hrn. Optiker Hofmann in Paris (*rue de Buci 3*), von dem man den Collimator abgeschraubt hat, bildete die eben beschriebene Vorrichtung. Dasselbe konnte auf einem Tischchen mit Trieb an einer Zahnstange gehoben und gesenkt werden. Auf diese Weise ließen sich die Spectra der Strahlenbündel \overline{D}_1 , \overline{D}_2 etc. nach einander beobachten.

Gewöhnlich brachte ich zwischen dem System der Brewster'schen Glasplatten und den Prismen noch einen schwarzen Papierschirm mit einer 3^{mm} breiten horizontalen spaltförmigen Oeffnung an, um nur ein oder höchstens zwei Spectra über einander gleichzeitig im Gesichtsfeld wahrzunehmen. Die Spectra hatten nur geringe Höhe, der geringen Höhe des beleuchteten Spaltes entsprechend, zeigten aber deutlich die verticalen Fraunhofer'schen Linien in großer Anzahl, besonders das Spectrum von \overline{D}_1 und \overline{D}_2 . Bei den folgenden Spectren wurde die Beobachtung dieser Linien durch die breiten dunklen Interferenzstreifen erschwert, die in um so größerer Anzahl parallel den Fraunhofer'schen Linien auftreten, je höherer Ordnung das Spectrum ist.

Das Spectrum erster Ordnung ist continuirlich und zeigt keine Interferenzstreifen, der ersten Gl. 12 entsprechend.

Das Spectrum zweiter Ordnung zeigt schöne dunkle Interferenzstreifen in gleichem Abstand von einander, wenn man vernachlässigt, daß die Ablendung der verschiedenen Farben nicht proportional der Wellenlänge zunimmt. In Wirklichkeit nimmt der Abstand der Interferenzstreifen nach dem blauen Ende des Spectrums zu. (Vergl. §. 80 und Gl. 19 §. 83.)

Das Spectrum dritter Ordnung zeigt 2 Mal, das Spectrum vierter Ordnung 3 Mal so viel Interferenzstreifen als das Spectrum zweiter Ordnung, wie dies in Fig. 15 Taf. II dargestellt ist. Die Interferenzstreifen der Spectra dritter

Ordnung stehen in Gruppen zu je 2, die Interferenzstreifen der Spectra vierter Ordnung zu je 3 zusammen. Diese Gruppen sind dadurch charakterisirt, dafs innerhalb derselben die Lichtintensität, auch an den erleuchteten Stellen, kleiner ist, als in den übrigen Theilen des Spectrums.

Diese Erscheinungen sind alle in Uebereinstimmung mit den Gl. 12 und aus diesen herzuleiten. Man sieht nämlich, dafs Minima der Lichtintensität auftreten und die Lichtintensität = 0 ist, für Farben bei denen

$$13. \left\{ \begin{array}{l} \text{für } \bar{D}_1^2 \quad \cos \frac{A}{2} = 0 \\ \text{für } \bar{D}_2^2 \quad \cos \frac{2A}{2} = -\frac{1}{2} \\ \text{für } \bar{D}_4^2 \quad -\cos \frac{A}{2} = \cos \frac{3A}{2} \text{ oder } \cos \frac{A}{2} = \pm \sqrt{\frac{1}{2}} \\ \text{etc.} \end{array} \right.$$

woraus sich ergibt

$$14. \left\{ \begin{array}{l} \text{für } \bar{D}_1^2 \quad \frac{A}{2} = \frac{\pi}{2} \quad \frac{3\pi}{2} \quad \text{etc.} \\ \text{für } \bar{D}_3^2 \quad \frac{A}{2} = \frac{\pi}{3} \quad \frac{2\pi}{3} \quad \frac{4\pi}{3} \quad \frac{5\pi}{3} \quad \text{etc.} \\ \text{für } \bar{D}_4^2 \quad \frac{A}{2} = \frac{\pi}{4} \quad \frac{2\pi}{4} \quad \frac{3\pi}{4} \quad \frac{4\pi}{4} \quad \frac{5\pi}{4} \quad \frac{6\pi}{4} \\ \text{etc.} \end{array} \right.$$

Trägt man die Werthe des variabeln von $\frac{A}{2}$ abhängigen Factors der Gleichung 12 als Ordinaten auf zu dem Argument $\frac{A}{2}$ als Abscisse, ohne auf das Vorzeichen dieses Factors Rücksicht zu nehmen, so erhält man die in Fig. 16 Taf. II. dargestellten Curven, aus denen sich sofort Interferenzstreifen von der in Fig. 15 Taf. II. abgeleiteten Art-ergeben.

Da der constante Factor der Ausdrücke 12 sehr schnell mit der Ordnung der Spectra abnimmt, so werden die Spectra von höherer Ordnung als der vierten so lichtschwach, dafs sie sich schwer beobachten lassen, und schon bei dem dritten und vierten ist es außerordentlich schwer die Lage der zahlreichen Interferenzstreifen gegen die Fraunhofer'schen Linien zu bestimmen.

Da A sich mit dem Winkel φ ändert, unter welchem die Strahlen auf die Hinterfläche der Glasplatte G_1 auffallen (vergl. §. 84), so ändert sich mit φ auch Anzahl und Lage der Interferenzstreifen im Spectrum. So weit ich es habe beobachten können, bleiben aber die durch die Gleichungen 13 oder 14 gegebenen Beziehungen zwischen der Lage der Interferenzstreifen in den Spectren verschiedener Ordnung bestehen, auch wenn das einfallende Licht \neq oder \perp zur Reflexionsebene der Brewster'schen Glasplatten polarisirt ist.

Die Schwierigkeit die Lage der Interferenzstreifen gegen die Fraunhofer'schen Linien bei den Spectren höherer Ordnung zu beobachten und die Glasplatten G_1 und G_2 richtig zu orientiren, so daß die verschiedenen Strahlen derselben Ordnung in dieselbe Horizontalebene fallen, hat mich abgehalten meine Versuche in dieser Richtung weiter auszudehnen. Man gelangt nicht zu genauen Resultaten, wenn man den beleuchteten Spalt, was vielleicht zweckmäßiger scheinen möchte als die soeben beschriebene Anordnung, horizontal statt vertikal stellt, und dann dem entsprechend die Spectra in vertikaler Richtung verlaufend mit dem Spectralapparat betrachtet.

Dazu kommt, daß bei den anderen Spectren, deren Intensität durch die Gleichungen 10 oder 11 gegeben ist, die Sache noch complicirter wird und die Lage der Minima von der Größe der Amplituden $r\rho d\delta$, also auch von der Lage der Polarisationssebene abhängt.

83.

Nur bei den Spectren zweiter und dritter Ordnung habe ich noch eine Reihe von Versuchen bei verschiedenen Einfallswinkeln, die aber nicht größer als 75° waren, angestellt mit dem in §. 80 beschriebenen und in Fig. 13 Taf. II dargestellten Apparate. Die Lage der Minima des reflectirten Spectrums dritter Ordnung stand, wie das auch schon aus den Gleichungen 10 zu übersehen ist, im Allgemeinen in keiner einfachen Beziehung zu der Lage der Minima in dem reflectirten Spectrum zweiter Ordnung.

Untersuchte ich gleichzeitig reflectirte und durchgehende Strahlen, so zeigten R_2^2 oder R_3^2 Maxima, wo D_2^2 oder D_3^2 Minima hatten, R_1^2 und D_1^2 sowie R_3^2 und D_3^2 waren also nach der oben gebrauchten Bezeichnung complementär.

Aus dieser Bemerkung folgt, wenn man die betreffenden Ausdrücke der Gleichungen 7 und 8 betrachtet, daß

$$r \rho d \delta \text{ negativ}$$

seyn muß. Dabei wird freilich vorausgesetzt, daß zwei Reflexionen in Glas und Luft unter correspondirenden Einfallswinkeln (§. 27 und 28) zusammen die Phase eines Lichtstrahls ebenso ändern, wie zwei Brechungen aus Luft nach Glas oder aus Glas nach Luft. Wäre $r \rho d \delta$ positiv, so müßte die Phasenänderung durch die beiden Reflexionen sich von der Phasenänderung durch die beiden Brechungen um π unterscheiden.

Die in §. 26 bis 36 beschriebenen Versuche mit dem Babinet'schen Compensator zeigten nur, daß der Phasenunterschied der Componenten \mp und \perp zur Einfallsebene polarisirt bei Reflexion in Glas gleich und entgegengesetzt dem Phasenunterschied bei Reflexion in Luft für correspondirende Einfallswinkel ist. Ueber die Phasenänderung jeder einzelnen Componente entscheiden sie gar nichts.

Der Versuch, dem zufolge reflectirtes und durchgehendes Spectrum zweiter Ordnung complementär sind, beweist also nur dasselbe, wie der, daß der centrale Fleck der Newton'schen Ringe zwischen zwei Glaslinsen dunkel ist, und stimmt mit den von Fresnel und Neumann abgeleiteten Werthen der Größen r und ρ überein.

Ist ferner

$$d \delta > r \rho$$

so sind auch R_3^2 und D_3^2 , R_4^2 und D_4^2 etc. complementär, da dann in den Gleichungen 7 und 8 die Coefficienten derselben Sinus-Quadrate entgegengesetztes Vorzeichen haben. Meine Beobachtungen, welche sich nur auf Einfallswinkel $< 75^\circ$ bezogen, haben für die Spectra dritter Ordnung diese Schlussfolgerung auch bestätigt, sowohl für \mp als auch

in seltenen Fällen, wo die Lichtintensität genügt, für \perp zur Einfallsebene polarisirtes Licht.

Bei den folgenden Untersuchungen habe ich gewöhnlich der größeren Lichtintensität wegen die Spectra von R_2^2 benutzt. Für manche Zwecke sind die von D_2^2 deshalb vorzuziehen, weil die Minima nicht die Lichtintensität 0 haben, und innerhalb der dunklen Interferenzstreifen sich dann noch die Fraunhofer'schen Linien erkennen lassen, nach denen man die Lage der ersteren beurtheilt. Die Spectra von \bar{D}_2^2 hätten dieselben Vorzüge, wie die von R_2^2 , doch ist ihre Lichtintensität, wie schon aus Fig. 12 Taf. II erhellt, geringer.

Nimmt man mit Fresnel und Neumann die Relationen an

$$r = -\rho \quad d\delta = 1 - r^2$$

sowie dafs, je nachdem das Licht \neq oder \perp zur Einfallsebene polarisirt ist

$$r^2 = \frac{\sin^2(\varphi - \varphi_1)}{\sin^2(\varphi + \varphi_2)} \quad \neq \quad r^2 = \frac{\cos^2(\varphi - \varphi_1)}{\cos^2(\varphi + \varphi_2)} \quad \perp$$

so lassen sich mit Hülfe derselben die Ausdrücke r^2 und $R_2^2 D_2^2$ der Gleichungen 10 und 11 numerisch bestimmen. Die so gefundenen Werthe sind jedenfalls mit starker Annäherung richtig.

Ich habe daher im Folgenden die Maxima und Minima dieser Größen zusammengestellt für verschiedene Einfallswinkel, den Brechungsexponenten des Glases $= \frac{3}{2}$ und die Intensität des einfallenden Lichtes $= 1$ angenommen.

Die Werthe von D_1^2 sind $=$ dem Maximalwerthe von D_2^2 , die Maximalwerthe von $R_2^2 > R_1^2$, die Minimalwerthe von R_2^2 sind stets 0, und deshalb in der Tabelle nicht aufgeführt.

LVII.

$$\text{arc}(tg = n) = 56^{\circ} 18' 6.$$

$$n = 1,5.$$

?	?	?	?	?	R_2^2		?	?	D_1^1		?	D_2^2		?
					Max.	Min.			Max.	Min.		Max.	Min.	
0°	0°	0,040	0,040	0,006	0,006	0,037	0,031	0,846	0,087	0,031	0,846	0,031	0,846	0,031
10	6 39'	0,042	0,039	0,006	0,005	0,038	0,032	0,840	0,035	0,030	0,853	0,030	0,853	
20	13 11	0,047	0,033	0,008	0,004	0,043	0,035	0,821	0,031	0,027	0,871	0,027	0,871	
30	19 28	0,058	0,025	0,012	0,002	0,051	0,045	0,782	0,024	0,022	0,901	0,022	0,901	
40	25 22	0,077	0,014	0,020	0,001	0,066	0,047	0,715	0,014	0,013	0,943	0,013	0,943	
50	30 43	0,112	0,003	0,040	0,000	0,088	0,053	0,602	0,003	0,003	0,987	0,003	0,987	
60	35 16	0,177	0,002	0,084	0,000	0,120	0,050	0,419	0,002	0,002	0,993	0,002	0,993	
65	37 10	0,228	0,013	0,124	0,001	0,136	0,040	0,296	0,013	0,012	0,949	0,012	0,949	
70	38 48	0,299	0,042	0,176	0,007	0,147	0,024	0,161	0,089	0,033	0,837	0,033	0,837	
75	40 5	0,399	0,107	0,230	0,036	0,144	0,006	0,040	0,085	0,053	0,619	0,053	0,619	
80	41 2	0,539	0,237	0,247	0,131	0,115	0,001	0,006	0,138	0,038	0,277	0,038	0,277	
84	41 32	0,688	0,427	0,184	0,289	0,067	0,009	0,142	0,140	0,003	0,021	0,003	0,021	
90	41 49	1	1	0	0	0	0	1	0	0	1	0	1	

Aus den mit $\frac{\text{Max.}}{\text{Min.}}$ überschriebenen Spalten, welche das Verhältniß der Lichtintensität an den Maximal und Minimalstellen des Spectrums geben, ersieht man, daß im durchgehenden Lichte erst bei größeren Einfallswinkeln für \pm zur Einfallsebene polarisirtes Licht die Interferenzstreifen deutlicher hervortreten, und etwa für $\varphi = 80^\circ$ am deutlichsten seyn werden. Es ist dies in Uebereinstimmung mit der Erfahrung.

84.

Bei den reflectirten Spectren zweiter Ordnung war die Lichtintensität durch den Ausdruck

$$11. R_2^2 = 4(r \rho d \varrho)^2 \cos^2 \frac{A}{2}$$

gegeben, wo

$$4. A = \frac{2d}{\lambda_1} (\cos \varphi_1 - \cos \psi_1) 2\pi$$

Dieser Ausdruck hat

$$\text{Maxima für } \pm (\cos \varphi_1 - \cos \psi_1) = \frac{2k}{D} \cdot \frac{\lambda_1}{4}$$

$$\text{Minima für } \pm (\cos \varphi_1 - \cos \psi_1) = \frac{2k+1}{D} \cdot \frac{\lambda_1}{4}$$

wo k eine ganze Zahl $0 \ 1 \ 2 \dots$ bedeutet, D die Dicke einer Glasplatte, λ_1 die Wellenlänge der betreffenden Farbe im Glase, φ und ψ die Einfallswinkel, φ_1 und ψ_1 die Brechungswinkel für die erste und zweite Glasplatte. Bezeichnet man wie früher mit ν die Neigung der Glasplatten, mit n den Brechungsexponenten, so ist

$$\psi = \varphi - \nu$$

$$\sin \varphi = n \sin \varphi_1$$

und da ν ein sehr kleiner Winkel, so ist

$$\cos \psi_1 = \cos \varphi_1 + \frac{1}{n} \operatorname{tg} \varphi_1 \cos \varphi \cdot \nu + \dots$$

oder mit großer Annäherung

$$\cos \varphi_1 - \cos \psi_1 = -\frac{\nu}{n} \cos \varphi \operatorname{tg} \varphi_1$$

und diesen Werth in 12 eingesetzt giebt im Spectrum

$$13. \left\{ \begin{array}{l} \text{Maxima für } \mp \nu = \frac{2k}{\cos \varphi \operatorname{tg} \varphi_1 \cdot D} \cdot \frac{\lambda}{4} \\ \text{Minima für } \mp \nu = \frac{2k+1}{\cos \varphi \operatorname{tg} \varphi_1 \cdot D} \cdot \frac{\lambda}{4} \end{array} \right.$$

wo λ die Wellenlänge einer bestimmten Farbe in Luft bedeutet. Ist also im Spectrum für eine bestimmte Farbe von der Wellenlänge λ ein Minimum bei einer Neigung ν der beiden Glasplatten, so wird wieder ein Minimum an derselben Stelle des Spectrums auftreten, sobald ν um eine Größe zu oder abnimmt, die durch den Ausdruck gegeben ist:

$$14. \quad \mp \Delta \nu = \frac{1}{\cos \varphi \operatorname{tg} \varphi_1 \cdot D} \cdot \frac{\lambda}{2}$$

Den Drehungswinkel ν oder $\Delta \nu$ bestimmt man am besten durch die Poggendorff'sche Spiegel-Ablesung mit Scala und Fernrohr. Nennt man s die abgelesenen Scalentheile, und E die Entfernung der Scala vom Spiegel, so ist

$$\nu = \frac{s}{2E} \quad \Delta \nu = \frac{\Delta s}{2E}$$

$$15. \quad \mp s = (2k+1) \frac{1}{\cos \varphi \operatorname{tg} \varphi_1} \frac{E}{D} \frac{\lambda}{2}$$

$$16. \quad \mp \Delta s = \frac{1}{\cos \varphi \operatorname{tg} \varphi_1} \cdot \frac{E}{D} \cdot \lambda$$

Man muß also s um Δs , $2\Delta s$, ... $k\Delta s$... zu- oder abnehmen lassen, damit der erste, zweite ... k te dunkle Interferenzstreifen im Spectrum an derselben Stelle erscheint, an welcher bei einem bestimmten Werthe von s ursprünglich ein dunkler Interferenzstreifen (der 0te) wahrgenommen wurde.

Das Fadenkreuz des Fernrohrs F_1 (Fig. 13 Taf. II) darf man bei diesen Versuchen nicht zur Einstellung der Interferenzstreifen benutzen, weil beim Drehen der zweiten Glasplatte G_2 die Richtung der auf das Prisma P_1 auffallenden Strahlen ein wenig geändert wird, sich also auch die Fraunhofer'schen Linien gegen das Fadenkreuz des Fernrohrs etwas verschieben.

Die erste Glasplatte G_1 wurde fest aufgestellt, so daß die Strahlen unter einem mit dem Anlege-Goniometer be-

stimmten Winkel φ auf dieselbe auffielen; die zweite Glasplatte war auf dem oben (§. 80) erwähnten Dreifufs vertikal befestigt. Der Drehungswinkel ν der zweiten Platte G_2 bei der durch Hebel und Schraube sehr allmählig bewirkten Drehung um eine vertikale Axe wurde dadurch bestimmt, daß mit der Glasplatte G_2 gleichzeitig ein vertikaler Silber Spiegel gedreht wurde, der das Bild einer horizontalen Papierscala in der gewöhnlichen Weise in ein horizontales Fernrohr reflectirte.

Die folgende Tafel giebt die im Fernrohr abgelesenen Werthe von s , wenn man allmählig von einem Interferenzstreifen ausgehend, bei welchem ν nur wenige Minuten betrug, den in der ersten Columne angegebenen 0ten, 10ten etc. Interferenzstreifen auf die betreffende Fraunhofer'sche Linie D oder F fallen liefs. Die Beobachtungen wurden sowohl bei positiven wie bei negativen Werthen von ν an gestellt.

LVIII.

$$D = 4^{\text{mm}},302$$

$$E = 2516^{\text{mm}}$$

$$n = 1,526$$

$$\varphi = 63^{\circ} 45'$$

Streifen	Fraunhofer'sche Linie D.				Fraunhofer'sche Linie F.			
	s	Δs	s	Δs	s	Δs	s	Δs
0	479,8		463,2	—1,01	479,7	0,86	463,3	—0,83
10	489,5	0,97	453,1	—0,99	488,5	0,83	455	—0,82
20	499,8	1,03	443	—1,00	496,8	0,80	446,8	—0,83
30	509,4	0,96	433	—1,02	504,8	0,82	438,5	—0,85
40	519,2	0,98	422,8	—1,05	513	0,82	430	—0,85
50	529	0,98	412,3		521,2		421,9	—0,81

Δs	(Mittel beob.	0,984	—1,014	0,826	—0,828
	ber.	1,072	—1,072	0,827	—0,827
	$\Delta \nu$ ber.	43"		34"	

Andere Beobachtungen mit verschiedenen Platten bei verschiedenen Einfallswinkeln gaben ähnliche Resultate. In der folgenden Tabelle sind einige beobachtete Werthe von Δs mit den berechneten zusammengestellt für verschiedene Einfallswinkel und verschieden dicke Glasplatten.

LIX.

φ	$D = 4^{\text{mm}},302$			$D = 8^{\text{mm}},571.$		
	E	beob. Δs	ber.	E	beob. Δs	ber.
Fraunhofer'sche Linie D .						
$13^{\circ} 30'$	2926 ^{mm}	2,55 ^{mm}	2,66 ^{mm}	2926 ^{mm}	1,20 ^{mm}	1,33 ^{mm}
44	2602	0,99	0,97	2632	0,50	0,49
63 45	2516	1,00	1,07	2441	0,48	0,52
Fraunhofer'sche Linie F .						
$13^{\circ} 30'$	2926	2,12	2,20	2926	0,98	1,10
44	2602	0,81	0,80	2632	0,41	0,41
63 45	2516	0,83	0,88	2441	0,43	0,43

Theorie und Versuch stimmen also soweit überein, als man bei der Schwierigkeit derartiger Messungen erwarten kann.

85.

Eine andere Frage ist, wie viel Interferenzstreifen zwischen zwei bestimmten Fraunhofer'schen Linien im Spectrum erscheinen bei einem bestimmten Werth von ν .

Nach Gleichung 13 fiel das k te Maximum auf die Fraunhofer'sche Linie mit der Wellenlänge λ in Luft, wenn

$$17. \quad k\lambda = \mp \nu \cdot 2D \cdot \cos \varphi \cdot \operatorname{tg} \varphi_1$$

und analog das h te Maximum auf die Fraunhofer'sche Linie von der Wellenlänge $\bar{\lambda}$ wenn

$$18. \quad h\bar{\lambda} = \pm \nu \cdot 2D \cos \varphi \cdot \operatorname{tg} \varphi_1.$$

Wegen der Dispersion haben eigentlich φ und φ_1 in diesen beiden Gleichungen verschiedene Werthe, doch kann man dieselben mit großer Annäherung gleich annehmen. Zwischen beiden Fraunhofer'schen Linien werden p Maxima oder Minima zu sehen seyn, wenn

$$p = h - k$$

oder da nach den eben angeführten Gleichungen 17 und 18

$$h\bar{\lambda} = k\lambda$$

$$p = h - k = h \cdot \frac{\lambda - \bar{\lambda}}{\lambda}.$$

Setzt man in diese Gleichung für h seinen Werth aus der Gl. 18, so wird

$$19. \quad p = h - k = \nu \cdot 2D \cdot \cos \varphi \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{\lambda - \bar{\lambda}_1}{\lambda \bar{\lambda}}$$

Wird ν wieder nach der Poggendorff'schen Methode mit Spiegel, Scala und Fernrohr bestimmt, so ist

$$\nu = \frac{s}{2E}$$

$$20. \quad p = s \cdot \frac{D}{E} \cos \varphi \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{\lambda - \bar{\lambda}_1}{\lambda \bar{\lambda}}$$

Diese Gleichung wird durch die Beobachtungen vollständig bestätigt, wenn man die Schwierigkeit berücksichtigt, die es hat, zwischen den dicken Interferenzstreifen, sobald diese etwas näher aneinander rücken, noch die zarten Fraunhofer'schen Linien zu erkennen.

LX.

$\varphi = 13^\circ 30'$				$E = 2026^{\text{mm}}$			
$D = 4^{\text{mm}}, 302$				$D = 8^{\text{mm}}, 571$			
s	ν	beob.	ber.	s	ν	beob.	ber.
-67	-39' 22"	6	5,35	-57,2	-33' 36"	10	9,82
-45,1	-26 30	3,9	3,60	-31,6	-18 34	5,4	5,03
-23,3	-13 41	2	1,86	-18,8	-11 2	3,2	2,99
0	0	0	0	-7	-4 7	1,1	1,11
23,9	14 3	2	1,91	0	0	0	0
44,6	26 12	3,8	3,56	9	5 17	1,6	1,43
79,9	46 57	6,4	6,38	17,8	10 28	2,3	2,20
				28,4	16 48	5	4,55
				37,4	21 58	6,4	5,95
				68,3	40 8	11	10,86

$\varphi = 44^\circ$				$D = 4^{\text{mm}}, 302$			
$E = 2602^{\text{mm}}$				$E = 2632^{\text{mm}}$			
s	ν	beob.	ber.	s	ν	beob.	ber.
0	0	0	0	0	0	0	0
9,1	6'	2	2	7,7	5' 2"	1,4	1,67
18,5	12 13"	4	4,06	17,3	11 18	3,3	3,75
29,3	19 22	6,2	6,43	52,3	34 10	10,7	11,35
47,4	31 19	10,6	10,45	78,5	51 17	16,8	17,04

Beobachtete und berechnete Werthe von p würden noch besser übereinstimmen, wenn die Vorrichtung solider gearbeitet und aufgestellt gewesen wäre, mit welcher die zweite Glasplatte gedreht wurde. Bei den kleinen Werthen von ν , um welche es sich hier handelt, würden aber ganz besondere Vorsichtsmaßregeln nothwendig geworden seyn, die in keinem Verhältniß zu dem erreichten Resultat gestanden hätten.

Die Anzahl der Interferenzstreifen im Spectrum zwischen zwei bestimmten Fraunhofer'schen Linien wird bei derselben Neigung ν der Plangläser gegeneinander ein Maximum seyn, sobald $\cos \varphi \operatorname{tg} \varphi$, ein Maximum ist. Der Werth von φ , welcher dieser Bedingung entspricht, ist durch die Gl. 1 §. 79 bestimmt und gleich demselben Winkel ω , bei dem der Abstand E der beiden interferirenden Strahlenbündel 1 und 2 (Fig. 11 Taf. II) ein Maximum ist. Da dieser Winkel ω sich leicht beobachten läßt, so würde man ihn vielleicht zur Bestimmung des Brechungsindex der Plangläser mit Vortheil benutzen können.

(Fortsetzung im nächsten Heft.)

III. Die Gruppierung der Molecüle in den Krystallen. Eine theoretische Ableitung der Krystallsysteme und ihrer Unterabtheilungen; von Dr. L. Sohncke in Königsberg.

§. 1.

Einleitung. Ueber den Gegenstand der vorliegenden Arbeit giebt es, soviel mir bekannt, nur zwei in Betracht kommende Abhandlungen, eine von Frankenheim¹⁾, die andere von Bravais²⁾. Beide stimmen im Hauptresultat

1) Pogg. Ann. Bd. 97. Ueber die Anordnung der Molecüle im Krystall.

2) Journal de l'école polyt. T. XIX. 1850. Mém. s. les systèmes formés par des points distribués régulièrement sur un plan ou dans l'espace

untereinander und mit dem Folgenden überein. Sehr verschieden ist dagegen die Methode. Frankenheim's Entwicklungen lassen durchans Strenge und Evidenz vermischen, so daß durch seine Arbeit der Gegenstand noch keineswegs für abgeschlossen gelten kann. Bravais Abhandlung dagegen, welche schon einige Jahre vor der Frankenheim'schen erschienen und, wie es scheint, von Frankenheim auch gekannt ist, läßt hinsichtlich der Strenge der Beweise nichts zu wünschen übrig. Trotzdem befriedigt sie nicht. Sie ist nämlich eine abstract mathematische Untersuchung über regelmässige Punkthaufen und verräth erst gegen das Ende ihren Zusammenhang mit der Krystallographie. So kommt es, daß sie zahlreiche geometrische Sätze enthält, die keine Beziehung zur Krystallographie haben. Außerdem aber ist das Verständniß durch einen weitläufigen, zum Beweise erforderlichen, Apparat, bestehend in einer Anzahl neu eingeführter Begriffe und Namen sehr erschwert. Will man nun den krystallographischen Theil aus der 120 Seiten umfassenden Abhandlung herauschälen, in welchem der Beweis geführt ist, daß es keine anderen als die wirklich beobachteten Krystalssysteme geben kann, so ist dies eine mühsame Arbeit, und schließlic bleibt doch noch ein weitschichtiges Gebäude von Sätzen übrig. Nun ist es aber doch höchst wünschenswerth, daß eine Fundamentaluntersuchung wie die vorliegende in aller Strenge und doch möglichst kurz und durchsichtig geführt wird. Diesen Versuch habe ich gemacht; mein Ziel ist gewesen: durch eine neue, möglichst einfache, Methode *direct a priori* nachzuweisen, daß es, wenn man die Vorstellung von der atomistischen Beschaffenheit der Körper zu Grunde legt, *nur* die bekannten Krystalssysteme und keine anderen geben kann. Durch diesen Beweis wird es dann klar, warum z. B. eine gerade Säule mit regelmässig fünfeckiger Basis oder ein geometrisch reguläres Dodekaëder oder Icosaëder als Krystalle nicht existiren können. Läßt man überhaupt die Körper aus diskreten Moleculen bestehen, so wird man nicht umhin können, in den Krystallen diesen

Moleculen eine gewisse Regelmäßigkeit der Lagerung zuzugestehen. Die hierüber gemachte, aus dem Wesen der Krystalle geschöpfte, Hypothese ist das Princip, auf welches der ganze folgende Beweis aufgebaut ist. Noch ist zu erwähnen, daß unter »Punkt« im Folgenden ein Massenpunkt oder Molecül verstanden ist.

§. 2.

Das Princip. Folgerungen daraus.

Princip. Die Punktvertheilung in einem krystallinischen Punkthaufen (welcher zunächst als unbegrenzt angenommen wird) ist um jeden Massenpunkt dieselbe wie um jeden anderen.

Aus diesem Princip ergibt sich sofort eine genauere Vorstellung über die Lagerung der Molecüle. Ein krystallinischer Punkthaufen sey gegeben, und p sey irgend ein Punkt in ihm (Fig. I Taf. III). Unter allen Punkten des Haufens sey q ein solcher, daß kein anderer näher an p liege als er. Dann fordert das Princip der gleichförmigen Punktvertheilung die Existenz eines Punktes q_1 , der zu q ebenso liegt, wie q zu p ; d. h. wenn man \overline{pq} über q hinaus um sich selbst verlängert, muß man einen Punkt des Haufens treffen. So fortschließend erkennt man, daß in dem krystallinischen Punkthaufen eine gerade Linie AB existiren muß, welche mit lauter äquidistanten Punkten p, q, q_1, \dots besetzt ist. — Andere als diese Punkte können sich auf AB nicht befinden; denn wäre z. B. k irgend ein in einem solchen Intervall $q_n q_{n+1}$ gelegener Massenpunkt, so müßte nach dem Princip auch zwischen p und q ein Punkt k' so liegen, daß $\overline{pk'} = \overline{q_n k}$ wäre. Dann wäre aber q nicht mehr der nächste Punkt an p , was er nach der Voraussetzung doch seyn sollte.

Unter allen Punkten des Haufens sey jetzt r ein solcher, daß kein anderer näher an der Geraden AB liege als er (Fig. 2 Taf. III). Die senkrechte Projection dieses Punktes, q , wird zwischen irgend zwei Nachbarn p und q der

Geraden fallen, oder im besonderen Falle vielleicht auch in einen Punkt p selbst. Nun fordert das Princip die Existenz eines Punktes r_1 , der zu q ebenso liegt, wie r zu p , u. s. f. So erhält man eine zu AB parallele Gerade CD , welche mit äquidistanten Punkten von gleicher Distanz wie auf AB besetzt ist. Das Princip erfordert die Existenz einer dritten parallelen Reihe, welche zu CD ebenso gelegen ist, wie diese zu AB . So fortschliessend erkennt man, daß in unserem Punkthaufen eine Ebene existiren muß, in welcher lauter parallele, mit äquidistanten Punkten besetzte, Reihen liegen, die in ihrer Gesamtheit ein Netz mit parallelogrammatischen Maschen bilden.

Andere als diese Punkte können in derselben Ebene nicht existiren. Denn: befände sich erstens auf einer der Parallelreihen CD , ... ein neuer Punkt, so müßte, nach dem Princip, ein ihm entsprechender Punkt auch auf der Anfangsreihe AB liegen, was nicht möglich ist. Angenommen ferner, es fände sich innerhalb irgend einer der parallelogrammatischen Maschen ein neuer Punkt, so müßte in jeder, und also auch in der Masche pqr_1r , ein ebenso gelegener Punkt existiren; dann aber wäre r nicht mehr ein Punkt, der von der Geraden AB den geringsten Abstand hätte. —

Unter allen Punkten des Haufens sey endlich s ein solcher, daß kein anderer näher als er an der gedachten Ebene liege. Seine senkrechte Projection σ auf die Ebene falle in irgend eine parallelogrammatische Masche pqr_1r oder im besonderen Falle in die Seiten oder Ecken des Parallelogramms. Dann fordert das Princip, daß sich um den Punkt s ein dem vorher construirten paralleles und congruentes Netz von parallelogrammatischen Maschen ausbreitet. Das Princip erfordert ferner die Existenz einer dritten parallelen Netzebene, welche zur zweiten ebenso liegt, wie diese zur ersten; u. s. f. So erkennt man, daß der Punkthaufen aus lauter parallelen, dem Anfangsnetz congruenten, Punktnetzen bestehen muß, die in ihrer Gesamtheit einen mit congruenten Parallelepipeden erfüllten Raum bilden. — An-

dere Punkte als die Eckpunkte dieser Parallelepipeda können nicht vorkommen; denn läge in irgend einem der zum Anfangsnetz parallelen Netze ein neuer Punkt, so müßte ein ihm entsprechender auch in dem Anfangsnetz liegen, was unmöglich ist. — Läge ferner innerhalb irgend eines Parallelepipeds ein neuer Punkt, so müßte ein ihm entsprechender in dem durch pqr,rs bestimmten Parallelepipeton liegen. Dann aber wäre s nicht mehr ein nächster Punkt an dem Anfangsnetz. — Satz I. *Hiermit ist erkannt, daß die Gruppierung der Moleküle in den Krystallen parallelepipedisch ist.*

§. 3

Symmetrie. Zur näheren Untersuchung eines krystallinischen Punkthaufens wird nur noch der Begriff der *Symmetrie* eingeführt.

Erklärung: *Unter einer Symmetrieebene versteht man bekanntlich eine Ebene, welche ein geometrisches Gebilde so theilt, daß die eine Hälfte das genaue Spiegelbild der anderen ist, oder daß, wenn man von einem Punkte der einen Hälfte ein Loth auf die Ebene fällt und es um sich selbst verlängert, man einen entsprechenden Punkt der anderen Hälfte trifft.*

Nun lautet die Frage, deren Beantwortung mit Hülfe unseres Princips und des Begriffes der Symmetrie gesucht wird, so:

• Wenn ein krystallinischer Punkthausen keine, eine, zwei, oder mehr Symmetrieebenen besitzen soll: wie beschaffen muß dann sein parallelepipedischer Kern seyn? •

Zunächst ist ein allgemeiner Satz zu beweisen, welcher so lautet; Satz II. *Hat ein Punkthausen überhaupt eine Symmetrieebene, so geht durch jeden Punkt des Hausens eine ihr parallele.*

Beweis: S_1 (Fig. 3, Taf. III) sey eine Symmetrieebene des Punkthaufens und p irgend ein Massenpunkt. Die durch ihn zur Symmetrieebene S_1 parallel gelegte Ebene heiße s_1 . Die Symmetrieebene S_1 fordert die Existenz des zu p sym-

metrischen Punktes q ; das Princip der gleichförmigen Punktvertheilung aber fordert die Existenz einer zu q ebenso gelegenen Symmetrieebene S_2 , wie S_1 zu p liegt. Die Punktvertheilung von S_1 nach links ist ebenso wie von S_1 nach rechts, wegen der Symmetrie. Die Punktvertheilung von S_1 nach rechts ist dieselbe wie die von S_2 nach rechts, nach dem Princip der gleichförmigen Punktvertheilung. Also ist die Punktvertheilung von S_2 nach rechts dieselbe wie die von S_1 nach links, d. h. die außerhalb des Streifens S_1 , S_2 liegenden Punkte sind symmetrisch zu einer diesen Streifen halbirenden Ebene s_2 (welche also durch den Punkt q gehen muß). — Ferner: Die Punktvertheilung innerhalb des Streifens s_1 , S_1 ist symmetrisch zu der innerhalb S_1 , s_2 wegen der Symmetrieebene S_1 . Die Punktvertheilung innerhalb s_1 , S_1 ist dieselbe wie die innerhalb s_2 , S_2 , nach dem Princip. Also ist die Punktvertheilung innerhalb S_1 , s_2 symmetrisch zu der innerhalb s_2 , S_2 , so daß s_2 auch für den Streifen S_1 , S_2 eine Symmetrieebene ist. Also ist s_2 eine Symmetrieebene für den ganzen Punkthaufen. Aber sie geht durch den Punkt q . Also ist bewiesen, daß durch *einen* Massenpunkt eine der gegebenen parallele Symmetrieebene geht. Dann muß durch *jeden* Punkt des Haufens eine solche Symmetrieebene gehen, nach dem Princip der gleichförmigen Punktvertheilung.

§. 4.

Anordnung der Punkthaufen ohne eine und mit einer Symmetrieebene.

Der Punkthaufen habe keine Symmetrieebene. Dann ist über den parallelepipedischen Kern nichts Bestimmtes festzusetzen. Er darf nur keine der Besonderheiten zeigen, welche die im Folgenden beschriebenen symmetrischen Punkthaufen besitzen. —

Der Punkthaufen habe eine Symmetrieebene. Gefragt wird nach der näheren Beschaffenheit eines solchen Haufens.

S sey die Symmetrieebene (Fig. 4, Taf. III); nach dem vorigen Satze kann sie durch einen Punkt p des Haufens gehend angenommen werden. q sey ein Punkt der Art, daß

kein anderer näher als er an S liege. Der erwähnte Punkt p sey derjenige, der in der Symmetrieebene zu q am nächsten liegt. Die Ebene der Zeichnung sey durch beide Punkte und senkrecht zur Symmetrieebene gelegt. Zu q muß der symmetrische Punkt q_1 existiren; und nun hat man drei Punkte, welche das parallelogrammatische Netz vollständig bestimmen. Es hat *rhombische Maschen*; die Symmetrieebene geht durch die eine Diagonale der Rhomben. — In der Ebene dieses Netzes kann kein anderer Punkt des Haufens liegen als in den Ecken der rhombischen Maschen. Denn angenommen im Inneren oder in den Seiten irgend eines Rhombus läge noch ein Massenpunkt, so müßte ein Punkt von entsprechender Lage auch im Rhombus pqr existiren. Innerhalb des Dreiecks pqr darf nun der Punkt keinesfalls liegen, sonst läge q nicht mehr der Symmetrieebene *zunächst*, was doch angenommen war. Läge aber ein solcher Punkt σ innerhalb des Dreiecks qrs , so müßte ein ebensolcher Punkt τ , innerhalb des Dreiecks q_1r_1p liegen und dieser befände sich dann doch wieder näher an der Symmetrieebene S als der Punkt q . Die letzte Möglichkeit wäre die, daß ein Massenpunkt in der Diagonale qr selbst läge. Dann müßte ein ebensolcher Punkt auch in der Linie pp_1 liegen, und dies wäre dann ein Punkt in der Symmetrieebene, ~~der~~ näher als p an q läge; was der Voraussetzung widerspricht. Also u. s. f.

Nach Satz I muß der Punkthaufen parallelepipedisch seyn. Die Grundflächen der Parallelepipeda sind eben construirt. Es braucht nur noch die Lage eines einzigen diesem Netze nächstbenachbarten Punktes bekannt zu seyn, so ist der ganze Haufen construirt. Denn um diesen Punkt muß sich ein dem ersteren paralleles und congruentes Netz ausbreiten.

Unter allen unserem Netze nächstbenachbarten Punkten sey P ein solcher, daß kein anderer näher als er an der Symmetrieebene liege; er heiße im Folgenden ein *oberer Punkt*; P kann nicht näher an der Symmetrieebene liegen als q , weil q überhaupt ein nächster Punkt an dieser Ebene

Poggendorff's Annal. Bd. CXXXII. 6

seyn sollte; P kann aber auch nicht ferner liegen als q , z. B. etwa so, daß die Projection von P nach σ fiel (Fig. 4, Taf. III), denn sonst müßte, wegen des Principes der gleichförmigen Punktvertheilung, auch ein Punkt existiren, der die Projection τ gäbe, und dieser läge dann doch wieder näher an der Symmetrieebene als q . Es bleibt nur übrig, daß der obere Punkt in gleicher Entfernung wie q von der Symmetrieebene liegt. Dann führt weder das Princip der gleichförmigen Punktvertheilung noch die Symmetrie auf irgend welche Widersprüche. Um diesen Punkt breitet sich dann ein dem ersteren congruentes paralleles Netz aus: Hiermit ist das Resultat gewonnen:

»Ist der Kern ein Parallelepipedon, dessen Basis ein Rhombus ist, und von dem ein oberer Punkt senkrecht über einer Rhomben-Diagonale liegt, [kürzer: Ist der Kern eine klinorhombische Säule], so besitzt der Punkthaufen eine durch diese Diagonale gehende, senkrecht zur Basis stehende, Symmetrieebene.« (Fig. 5).

Anmerkung. In der Fig. 5 Taf. III bilden die 4 Punkte pp, k, k eine parallelogrammatische Masche des Netzes in der Symmetrieebene; die Linie ps steht senkrecht zu der Symmetrieebene. Also kann man diesen Punkthaufen auch ein gerades parallelogrammatisches Parallelepiped zu Grunde legen (senkrecht stehend auf pp, k, k), von welchem ein Paar Gegenseiten im Centrum noch einen Punkt tragen.

Entwirft man jetzt die Zeichnung in der Symmetrieebene, so hat das Netz rhomboidische Maschen (Fig. 6). Senkrecht über allen Punkten dieses Netzes liegen wieder Punkte, und außerdem liegen in der halben Höhe Punkte q über den Mitten der einen Art von Parallelogrammseiten (pp_1, kk_1); dies sind die Centra der gegenüberliegenden Parallelepipedseiten. Faßt man jetzt nicht pp, k, k , sondern ptp, k , als Basalparallelogramm auf, so wird der Punkt q Centrum des über diesem $\#$ stehenden Parallelepipeds, so daß man diesem Punkthaufen also oben so gut ein gerades Parallelepiped zu Grunde legen kann, welches im Centrum einen Punkt trägt.

In einem besonderen Falle, der im Bisherigen übersehen ist, wird die vorige Construction des Punkthaufens illusorisch; nämlich wenn der an der Symmetrieebene nächste Punkt q (Fig. 4, Taf. III) und der diesem nächste Punkt p in der Symmetrieebene so liegen, daß pq auf der Ebene

senkrecht steht. Dann liegen die Punkte q in einer geraden Linie, und das Netz ist noch nicht construierbar. Deshalb ist die Lage noch eines Punkts aufzusuchen; wir wählen dazu denjenigen, der, nächst q und q_1 , dem Punkte p am benachbarten ist (Fig. 7, Taf. III). Innerhalb des Raumes, der zwischen der Symmetrieebene S und einer zu ihr parallel durch q gelegten Ebene liegt, kann dieser Punkt r sich nicht befinden, denn q sollte der Symmetrieebene am nächsten liegen. Außerhalb dieses Raumes kann er auch nicht liegen, denn alsdann würde ein ihm entsprechender Punkt doch in diesen Raum fallen; also kann er nur in die Grenzen dieses Streifens, d. h. in die Symmetrieebene S selbst fallen. Durch diese drei Punkte sey die Ebene der Zeichnung gelegt; sie ist also senkrecht zur Symmetrieebene. Diese Punkte genügen zur Construction des parallelogrammatischen Netzes, es hat *rechteckige Maschen*. Ein oberer Punkt zu diesem Netz kann nicht in den durch die Ebene S und ihre parallele Ebene begränzten Raum, und auch nicht außerhalb desselben fallen, was sich wie vorher beweisen läßt. Also kann er nur in die Grenzen dieses Streifens, d. h. in die Symmetrieebene selbst, fallen. Um diesen Punkt breitet sich ein dem ersteren congruentes paralleles Netz aus. Hiermit ist das *Resultat* gewonnen:

„Auch wenn der Kern ein gerades Parallelepedon mit rhomboidischer Basis ist, hat der Punkthaufen eine Symmetrieebene, parallel der Basis.“

Das *Gesamtergebnis* dieses Paragraphen ist also folgendes:

„Es giebt zweierlei Anordnungen von Punkthaufen mit einer Symmetrieebene:

1) *Die Anordnung nach klinorhombischen Säulen.*

2) *Die Anordnung nach geraden Parallelepeden mit rhomboidischer Basis.*

Mehr als diese zwei Anordnungsarten sind nicht möglich. Also müssen alle symmetrischen Punkthaufen, auch wenn sie mehr als eine Symmetrieebene haben, unter eine dieser beiden Anordnungsarten fallen.

§. 5.

Der Punkthaufen habe mehrere nicht parallele Symmetrieebenen. Vor der Aufsuchung der Punktanordnungen in diesem Falle sind erst zwei allgemeine Sätze zu beweisen.

Aus dem Satz II folgt unmittelbar, daß alle diese Symmetrieebenen durch ein und denselben Punkt gehend angenommen werden können. — Unter allen vorhandenen Symmetrieebenen werden zunächst diejenigen zwei betrachtet, S und T (Fig. 8), welche miteinander den kleinsten Winkel einschließen; er heiße α . Weil T eine Symmetrieebene ist, so müssen von ihr aus nach der einen Seite die Punkte genau ebenso vertheilt seyn, wie nach der anderen, also muß auch eine Symmetrieebene S_1 vorhanden seyn, welche jenseits T ebenso liegt wie S diesseits; die also auch den Winkel α mit T bildet. Diese neue Symmetrieebene S_1 erfordert nun wieder eine zu T symmetrische Symmetrieebene T_1 u. s. f. Auf diese Art weiter schließend gelangt man endlich zu einer Symmetrieebene, welche mit der anderen Hälfte s der anfänglichen Symmetrieebene S den kleinsten Winkel bildet. Dieser Winkel kann nicht $> \alpha$ seyn, sonst wäre man mit dem Schließen auf neue Symmetrieebenen noch nicht weit genug gegangen; er kann aber auch nicht $< \alpha$ seyn, weil der von S und T eingeschlossene Winkel α eben der kleinste von allen durch Symmetrieebenen gebildeten Winkeln seyn sollte. Also bleibt nur übrig, daß der Winkel $= \alpha$ ist. Hat man also n Symmetrieebenen construiren müssen, so ist nun $n \cdot \alpha = 180^\circ$. Demnach ist folgendes Resultat gewonnen:

Satz III. Hat ein krystallinischer Punkthaufen überhaupt mehrere nicht parallele Symmetrieebenen, und schließen die beiden nächsten den Winkel α ein, so gehen durch jeden Punkt des Haufens n in einer geraden Linie sich schneidende Symmetrieebenen, die alle mit ihren Nachbar-ebenen denselben Winkel α bilden, und wo die ganze Zahl n der Gleichung genügen muß: $n \cdot \alpha = 180^\circ$.

Aus dieser Betrachtung folgt ferner unmittelbar, daß die Symmetrieebenen abwechselnd identisch seyn müssen, so

dafs alle S unter sich und alle T unter sich gleichartig sind.

Aufser diesen in einer geraden Linie sich schneidenden Symmetrieebenen können auch noch andere Symmetrieebenen in dem Punkthaufen vorhanden seyn.

§. 6.

Anzahl der durch eine Gerade gehenden Symmetrieebenen.

Jetzt handelt es sich darum zu entscheiden, wie viel in einer geraden Linie sich schneidende Symmetrieebenen ein krystallinischer Punkthaufen besitzen kann. Dazu wird nach einander untersucht, ob er 2, 3, 4 ... solche Symmetrieebenen haben kann. Hierbei wird die Zeichnung in einer Ebene entworfen, welche zur Schnittlinie der Symmetrieebenen senkrecht steht; und in der Schnittlinie wird, was nach dem Vorigen erlaubt ist, ein Punkt p liegend angenommen, durch welchen dann die Zeichnungsebene gelegt wird.

1) *Der Punkthaufen möge nur 2 in einer Geraden sich schneidende Symmetrieebenen besitzen; also ist $n = 2$.* Nach dem vorigen Satze ist dann $\alpha = 90^\circ$. Dafs in der Ebene der Zeichnung ein Punkt existiren mufs, sieht man so ein: q sey irgend ein auferhalb der Ebene gelegener Punkt des Haufens; dann erfordert die eine Symmetrieebene S_1 den symmetrischen Punkt q_1 , welcher in derselben Höhe wie q über der Zeichnungsebene liegt. Dann mufs, nach dem Princip, ein Punkt existiren, der zu p so liegt, wie q_1 zu q dieser fällt dann augenscheinlich in die Zeichnungsebene. Wendet man zu derselben Construction die zweite Symmetrieebene S_2 an, so findet man noch einen Punkt in der Zeichnungsebene; diese beiden Punkte bestimmen mit p zusammen ein in dieser Ebene befindliches Netz.

Der zu p nächste Punkt in der Zeichnungsebene sey q ; so ist \overline{pq} der kleinste Abstand, den 2 Punkte dieses ganzen Netzes haben können. q kann zwei Lagen haben:

a) *Er liege in der einen Symmetrieebene S_1 (Fig. 9 Taf. III).* Der zweitnächste Punkt zu p in der Zeichnungsebene sey r .

Wäre der Abstand dieses Punktes von der zweiten Symmetrieebene $S_2 < \frac{1}{2}\overline{pq}$, so wäre der Abstand dieses Punktes von seinem symmetrischen $r_1 < \overline{pq}$, was unmöglich ist. Wäre dagegen der Abstand von der Symmetrieebene $> \frac{1}{2}\overline{pq}$, so würde derjenige Punkt, der zu r so liegt, wie p zu q , doch wieder näher als $\frac{1}{2}\overline{pq}$ an der Symmetrieebene liegen. Es bleibt nur übrig, daß der Punkt r entweder gerade den Abstand $\frac{1}{2}\overline{pq}$ von S_2 hat, oder daß er in die Symmetrieebene S_2 fällt. Im ersteren Falle entsteht ein Netz mit rhombischen Maschen, in welchem die 2 Symmetrieebenen durch die Rhombendiagonalen gehen (Fig. 10 Taf. III); im zweiten Fall entsteht ein Netz mit rechteckigen Maschen, in welchem die 2 Symmetrieebenen durch die Rechtecksseiten gehen (Fig. 11).

b) Der zu p nächste Punkt q in der Ebene der Zeichnung liege nicht in einer Symmetrieebene (Fig. 12). Die beiden Symmetrieebenen fordern dann die Punkte q_1, q_2, q_3 , und man hat ein Netz mit rhombischen Maschen, welches sich von dem vorigen (Fig. 10) nur dadurch unterscheidet, daß die kurze Rhombendiagonale nicht $<$ die Rhombenseite ist, wie dort, sondern größer.

Somit hat sich ergeben, daß der Fall zweier sich schneidenden Symmetrieebenen möglich ist, da sich dabei wirklich parallelogrammatische Netze construiren lassen; und zwar 2 Arten derselben.

Daß dann auch *parallelepipedische* Haufen möglich sind, folgt einfach daraus, daß man nur senkrecht über dem construiren ein paralleles congruentes Netz zu construiren braucht, welches dann zu den Symmetrieebenen dieselbe Lage hat.

2) Der Punkthaufen besitze 3 in einer Geraden sich schneidende Symmetrieebenen. Nach Satz III ist bei $n = 3$. $\alpha = 60^\circ$. Der zu p nächste Punkt q in der Ebene der Zeichnung kann entweder in einer Symmetrieebene liegen oder nicht. Er liege in S_1 (Fig. 13). Dann erfordern die beiden anderen Symmetrieebenen die Existenz von q_1 in S_2

und q_2 in S_2 . Die 3 Punkte pqq , bestimmen ein parallelogrammatisches Netz mit den Winkeln 120° und 60° ; und die Symmetrieebenen führen auf keine anderen Punkte als auf die Knoten dieses Netzes.

Zweitens liege der zu p nächste Punkt q der Zeichnungsebene nicht in einer Symmetrieebene. Dann erfordern die Symmetrieebenen die Punkte q_1, q_2, q_3, q_4 , Fig. 14 Taf. III, welche sämtlich auf der Peripherie eines mit pq um p beschriebenen Kreises liegen. Fällt q nicht in die Mitte zwischen zwei benachbarte Symmetrieebenen, so ist der Abstand des einen zu q symmetrischen Punkts von $q <$ der Radius des Kreises, pq . Weil nun nach dem Princip ein Punkt existiren müßte, der zu p so liegt, wie q_2 zu q , so würde man auf einen Punkt P geführt, der innerhalb des Kreises, also an p näher läge als q ; und das ist unmöglich. Nur in dem Falle, wo q gerade in die Mitte zwischen 2 Symmetrieebenen fällt, haben je 2 benachbarte Punkte q denselben Abstand wie pq , und man erhält ein Netz mit parallelogrammatischen Maschen von 120° und 60° , wie vorher, nur daß jetzt die Symmetrieebenen nicht durch die Punkte q , sondern in der Mitte zwischen je zweien hindurchgehen.

Hiermit ist gezeigt, daß die Existenz dreier in einer Geraden sich schneidender Symmetrieebenen in einem krystalinischen Punkthaufen möglich ist, und zwar sind 2 verschiedene Lagen des parallelogrammatischen Netzes von 60° zu den Symmetrieebenen möglich.

3) *Der Punkthaufen besitze 4 in einer Geraden sich schneidende Symmetrieebenen.* Bei $n = 4$ ist $\alpha = 45^\circ$. Der zu p nächste Punkt in der Zeichnungsebene liegt entweder in einer Symmetrieebene oder nicht.

Im ersteren Falle fordern, wenn der Punkt q in S_1 liegt (Fig. 15, Taf. III), die Symmetrieebenen S_2, S_3, S_4 die Punkte q_1, q_2, q_3 , und es entsteht ein Netz mit quadratischen Maschen.

Im zweiten Falle entstehen durch die Symmetrieebenen aus dem einen Punkt q 7 neue Punkte (Fig. 16, Taf. III). Wo

nun auch q liegen mag: immer ist seine Entfernung von einem der beiden symmetrischen Nachbarpunkte q_1 und q_2 $< pq$. Dies darf aber nicht der Fall seyn, weil sonst ein Punkt P existiren müßte, zu p so liegend, wie q_2 oder q_1 zu q ; und P würde innerhalb des Kreises mit dem Radius pq liegen; was unmöglich ist, weil q der nächste Punkt an p seyn sollte. Es giebt also bei $n = 4$ nur *eine* Punktanordnung in dem Netze, nämlich nach quadratischen Maschen.

4) *Der Punkthausen besitze 5 in einer Geraden sich schneidende Symmetrieebenen.* Bei $n = 5$ ist $\alpha = 36^\circ$. Der zu p nächste Punkt q in der Zeichnungsebene liegt entweder in einer Symmetrieebene S_1 oder nicht.

Im ersteren Falle (Fig. 17, Taf. III) erfordern die Symmetrieebenen zu q die Punkte q_1, q_2, q_3, q_4 . Das Princip erfordert Q , zu p so gelegen, wie p zu q . Zu Q müssen wieder die symmetrischen Punkte existiren Q_1, Q_2, Q_3, Q_4 . Also ist die Kreisperipherie mit 10 äquidistanten Punkten besetzt; also ist die Entfernung zweier Nachbarpunkte $<$ der Radius pq . Das ist aber, wie schon gezeigt, unmöglich.

Im zweiten Falle aber entstehen aus einem Punkt q 9 andere. Liegt q grade in der Mitte zwischen 2 Symmetrieebenen, so hat man auf der Peripherie 10 äquidistante Punkte, was nicht möglich ist. Liegt q *nicht* in der Mitte, so ist seine Entfernung von einem symmetrischen Nachbarpunkt (q_1 oder q_2) noch kleiner als vorher, also gewiß $<$ der Radius pq , was wieder unmöglich ist.

Also stellt sich heraus, dafs das Vorhandenseyn von fünf in einer geraden Linie sich schneidenden Symmetrieebenen mit dem Wesen eines krystallinischen Punkthausens unvereinbar ist, weil kein parallelogrammatisches Netz vorhanden seyn kann. Es ist also z. B. unmöglich, dafs ein Krystall in Gestalt einer geraden Säule mit regulär fünfseitiger Basis existirt.

5) *Der Punkthausen habe 6 in einer Geraden sich schneidende Symmetrieebenen.* Bei $n = 6$ ist $\alpha = 30^\circ$. Der zu p

nächste Punkt q in der Zeichnungsebene liegt entweder in einer Symmetrieebene oder nicht.

Im ersteren Falle werden durch die Symmetrieebenen die Punkte q, q_2, q_3, q_4, q_5 erfordert und weiter keiner (Fig. 18 Taf. III). Das Princip ergibt ein parallelogrammatisches Netz mit dem Winkel 60° , ebenso wie bei 3 Symmetrieebenen (S. 86 Fig. 13).

Im zweiten Falle entstehen aus q 11 neue Punkte. Wie auch q liegen mag: immer ist die Distanz zweier Nachbarpunkte $<$ der Radius pq , was nicht stattfinden darf.

Es kann also Punkthaufen mit 6 in einer Geraden sich schneidenden Symmetrieebenen geben. Das zu den Ebenen senkrechte Netz hat dann parallelogrammatische Maschen von 60° , deren Punkte auf den Symmetrieebenen liegen.

6) Hat der Punkthaufen mehr als 6 in einer Geraden sich schneidende Symmetrieebenen, so mag der zu p nächste Punkt q in einer Symmetrieebene liegen oder nicht; immer erhält man auf der Peripherie des mit pq beschriebenen Kreises Punkte, deren Distanz $< pq$ ist, was nach dem Vorbergehenden unmöglich ist. — Mehr als 6 Symmetrieebenen dürfen sich also nicht in einer Geraden schneiden. In diesem Paragraphen ist also folgendes Resultat gewonnen:

Satz IV. *»In einem krystallinischen (oder parallelepipeditischen) Punkthaufen können sich nur 2, 3, 4 oder 6 Symmetrieebenen in derselben geraden Linie schneiden.«*

§. 7.

Aufsuchung derjenigen Punkthaufen, bei denen sich in einer geraden Linie nur zwei Symmetrieebenen schneiden.

Vorher ist gezeigt (S. 85 und 86), daß bei einem Punkthaufen mit 2 Symmetrieebenen ($n=2$, $\alpha=90^\circ$) das in einer, zu beiden senkrechten, Ebene liegende Punktnetz 2 verschiedene Anordnungen zeigen kann: nämlich nach rhombischen und nach rechteckigen Maschen.

1) *Das zu den beiden Symmetrieebenen senkrechte Netz habe rhombische Maschen.*

Zur Bestimmung der Anordnung des ganzen Haufens dient nur die Kenntniß von der Lage eines einzigen außer-

halb dieser Netzebene liegenden (sogenannten *oberen*) Punktes, weil ja nach dem Princip bekannt ist, daß sich um diesen ein dem ersteren paralleles congruentes Punktnetz ausbreiten muß.

Die senkrechte Projection eines oberen Punkts auf die anfängliche Netzebene heiße π (Fig. 19, Taf. III), so kann π nicht innerhalb des durch 3 nächstbenachbarte Punkte pqr bestimmten Dreiecks liegen. Denn die Symmetrieebene S_1 würde den symmetrischen Punkt π_1 erfordern, und dann wäre die Entfernung $\pi\pi_1$ verschieden von der ihr parallelen Distanz zweier Punkte des Anfangnetzes (\overline{ps}). Also würde man durch das Princip auf einen *neuen* Punkt P des Anfangnetzes geführt, welcher zu p ebenso liegen müßte wie π zu π_1 . Dann aber wären pq und pr (oder ps) nicht mehr die kleinsten Punktdistanzen in jenem Netz, was doch angenommen war. Also kann π eine solche Lage nicht haben.

Diese Betrachtung kehrt im Folgenden immer wieder. Also wird es künftig genügen, zu zeigen, daß die dem Anfangnetzes parallele Distanz zweier oberen Punkte verschieden ist von der ihr parallelen Distanz zweier Punkte des Anfangnetzes, um daraus den Schluss zu ziehen, daß eine solche Lage des oberen Punktes nicht möglich ist. —

Ebenso wenig kann π in einer der beiden gleichen Seiten des gleichschenkligen Dreiecks pqr liegen. Fällt π dagegen in die Spitze r , so stößt man auf keinen Widerspruch, hat also eine mögliche Lage gefunden. *Dann liegt senkrecht über jedem Netzpunkt wieder ein Punkt. Also ist bewiesen, daß ein Punkthaufen, der zum Kern eine gerade rhombische Säule hat, zu den Punkthaufen mit nur 2 in einer Geraden sich schneidenden Symmetrieebenen gehört.*

Jetzt möge die senkrechte Projection k des oberen Punktes in die Grundlinie pq des Dreiecks pqr fallen. Die Symmetrieebene S_2 fordert den Punkt k_2 . So lange die Entfernung $\overline{kp} < \frac{1}{2}\overline{pq}$ ist, ist $\overline{kk_2} < \overline{pq}$; also kann π nicht so liegen. Ist ferner $\overline{kp} > \frac{1}{2}\overline{pq}$, so ist $\overline{kq} < \frac{1}{2}\overline{pq}$, und die eben in Bezug auf p angestellte Betrachtung läßt

sich für q und die durch sie gelegte Symmetrieebene S_2 durchführen. — Ist schliesslich k gerade in der Mitte von pq gelegen, so ist $kk_1 = pq$. Dies führt auf keine neuen Punkte unseres Netzes; also ist eine mögliche Lage gefunden.

Dann liegt senkrecht über der Mitte eines jeden Rhombus des Anfangsnetzes ein Punkt. Construiert man das dritte parallele Netz, so liegt es mit allen Punkten senkrecht über dem ersten, und man erkennt: *Ein Punkthausen, dessen Grundparallelepipedon eine gerade rhombische Säule ist, die im Centrum noch einen Punkt trägt, gehört zu den Hausen mit zwei in einer Geraden sich schneidenden Symmetrieebenen.*

2) *Das zu beiden Symmetrieebenen senkrechte Netz habe rechteckige Maschen.*

Die senkrechte Projection π eines oberen Punkts liege irgendwo innerhalb des Rechtecks $pqs r$ (Fig. 20, Taf. III). Dann erfordert S_1 den Punkt π_1 . Ist nun die Entfernung des Punktes π von $S_1 < \text{oder} >$ die halbe Rechtecksseite \overline{pr} , so ist $\pi\pi_1 < \text{oder} > \overline{pr}$; also ist diese Lage von π unmöglich; und π kann nur in einer Geraden liegen, deren Abstand von $S_1 = \frac{1}{2}\overline{pr}$ ist. In diesem Falle ergeben sich keine neuen Punkte des Anfangsnetzes. Ebenso folgt wegen der zweiten Symmetrieebene S_2 , dass π nur in einer Entfernung von S_2 liegen kann, welche $= \frac{1}{2}\overline{pq}$ ist. So ergibt sich, *dass ein oberer Punkt nur über dem Mittelpunkt des Rechtecks liegen kann.* Construiert man das dritte parallele Netz, so liegen seine Punkte senkrecht über dem ersten, und man erkennt, *dass ein Hausen mit 2 senkrechten Symmetrieebenen nach rechtwinkligen Parallelepipedon geordnet seyn kann, welche im Centrum noch einen Punkt tragen.*

Jetzt möge die Projection k des oberen Punkts in die Rechtecksseiten fallen; dann überzeugt man sich ebenso, dass k nur in den Ecken oder in den Seitenmitten liegen kann. *Im ersteren Fall hat man eine Punktanordnung, deren Kern ein rechtwinkliges Parallelepiped ist.*

Im anderen construiert man das dritte Netz und erkennt, *dass der Punkthausen nach rechtwinkligen Parallelepipedon*

geordnet ist, bei denen ein Paar Gegenseiten in ihren Mitten noch einen Punkt tragen.

Andere Anordnungsarten der Punkthaufen mit 2 senkrechten Symmetrieebenen giebt es nicht, weil mit den fünf aufgezählten alle Möglichkeiten erschöpft sind.

Bei allen fünf Anordnungsarten ist unmittelbar klar, daß die Ebene der Zeichnung zugleich eine Symmetrieebene ist. Weil nun jeder Punkthaufen, der überhaupt 2 senkrechte Symmetrieebenen besitzt, eine der gefundenen Punktanordnungen darbieten muß, so ist folgendes *Resultat* gewonnen:

Satz V. *»Besitzt ein Punkthaufen überhaupt zwei senkrechte Symmetrieebenen, so besitzt er zugleich eine dritte, welche auf beiden senkrecht steht.«*

Die fünf gefundenen Punktanordnungen sind nicht alle von einander verschieden: *vielmehr fallen die erste und letzte zusammen.* Diefs sieht man so ein: In Fig. 21, Taf. III sind S_1 , S_2 und die Zeichnungsebene die drei aufeinander senkrechten Symmetrieebenen. $pqs r$ ist eine rechteckige Masche des zu den beiden ersten Ebenen senkrechten Netzes. In gleicher Entfernung über und unter der Mitte π der Rechtecksseite pr liegt ein Punkt; dann hat man die fünfte Anordnungsart *construirt*. — Diese beiden Punkte zusammen mit p und r , bestimmen einen Rhombus, so daß die Symmetrieebene S_2 rhombische Maschen hat. Weil nun nur senkrecht über und unter den Punkten dieses rhombischen Netzes sich Punkte befinden, so ist diese Anordnung die nach graden rhombischen Säulen, womit die Uebereinstimmung beider Anordnungsweisen dargethan ist.

Resultat: Es giebt vier verschiedene Anordnungsarten von krystallinischen Punkthaufen mit zwei senkrechten Symmetrieebenen:

- 1) *Die Anordnung nach der geraden rhombischen Säule.*
- 2) *Dieselbe, wo aber jedes Säulencentrum noch einen Punkt trägt.*
- 3) *Die Anordnung nach dem rechtwinkligen Parallelepipet.*
- 4) *Dieselbe, wo aber jedes Parallelepipetscentrum noch einen Punkt trägt.*

§. 8.

Aufsuchung derjenigen Punkthaufen, bei denen sich in einer geraden Linie nur 3 Symmetrieebenen schneiden.

Vorher ist gezeigt (S. 86 und 87), daß bei einem Punkthaufen mit 3 in einer Geraden sich schneidenden Symmetrieebenen ($n = 3$, $\alpha = 60^\circ$) das zu diesen Ebenen senkrechte Netz 2 verschiedene Anordnungen zeigen kann.

1) *Um einen Punkt herum liegen in gleicher Entfernung 6 Punkte auf den durch den ersten Punkt gehenden Symmetrieebenen.*

Das Netz hat parallelogrammatische Maschen von 60° .

Die senkrechte Projection π eines oberen Punktes kann nicht innerhalb des durch 3 nächstbenachbarte Punkte pqr bestimmten Dreiecks liegen (Fig. 22, Taf. III). Denn die Symmetrieebene S_2 würde den Punkt π_2 erfordern, und bei jeder Lage von π würde $\overline{\pi\pi_2} <$ die ihr parallele Entfernung \overline{qs} zweier Punkte des Anfangsnetzes seyn. Also ist diese Lage von π unmöglich. Ebensowenig kann π in eine der 3 Seiten dieses Dreiecks fallen. Es bleibt nur übrig, daß π in eine Ecke des Dreiecks fällt

Dann liegt also senkrecht über jedem Punkte des Netzes ein Punkt, und man hat die Anordnung nach geraden 3 seitigen Säulen, deren Basis ein gleichseitiges Dreieck ist.

Man erkennt unmittelbar, daß dann die Zeichnungsebene eine Symmetrieebene ist. Diese steht auf den drei gegebenen senkrecht. Also erfordert Satz V das Vorhandenseyn von noch 3 Symmetrieebenen, deren jede auf je zwei senkrechten von den vorigen senkrecht steht. Diese neuen Symmetrieebenen gehen durch dieselbe Gerade, wie die ersten drei, und halbiren deren Winkel. Dann hat man also 6 in einer Geraden sich schneidende Symmetrieebenen, welcher Fall erst nachher untersucht wird, so daß die gefundene Punktanordnung nicht hierher gehört.

2) *Um einen Punkt herum liegen in gleicher Entfernung 6 Punkte auf den Halbirungslinien der Winkel, die von den 3 Symmetrieebenen gebildet werden.*

Das von 3 nächstbenachbarten Punkten pqr gebildete

Dreieck wird durch die Symmetrieebene S_2 halbiert (Fig. 23, Taf. III). Innerhalb des so entstandenen Dreiecks pqt kann die Projection π eines oberen Punktes nicht liegen, denn S_2 würde den symmetrischen Punkt π_2 erfordern, und $\overline{\pi\pi_2}$ wäre $<$ die parallele Punkt-Distanz qr dieses Netzes. Ebenso kann π nicht in die Seiten qt und pq dieses Dreiecks fallen. Aber in q darf π fallen. Dann hat man jedoch, wie vorher die Punktanordnung nach geraden dreiseitigen Säulen, welche nicht hergehört. —

Endlich möge π in die Seite pt fallen (Fig. 24, Taf. III). Dann erfordert S_2 den symmetrischen Punkt π_1 , welcher in die Symmetrieebene S_1 fällt. Im Allgemeinen ist nun freilich die Distanz $\overline{\pi\pi_1}$ verschieden von der parallelen Distanz rs , so daß diese Lage von π dann unmöglich ist. Nur in einem Falle ist $\overline{\pi\pi_1} = rs$ oder $= pq$, nämlich wenn π im Mittelpunkt des gleichseitigen Dreiecks pqr liegt (so daß $p\pi = \frac{2}{3}pt$ ist). Dann erfordert also S_2 den Punkt π_1 , und S_1 sowohl als S_2 führen auf denselben dritten Punkt π_2 , wo $\overline{\pi\pi_2} = \overline{\pi_1\pi_2} = pq$. Durch diese Punkte wird man, nach dem Princip, nicht auf irgend welche neuen Punkte des Netzes pqr geführt, hat also eine mögliche Lage eines oberen Punktes gefunden. Construiert man in irgend welcher Höhe über diesen Projectionspunkten das obere Netz weiter, indem man von dem gefundenen gleichseitigen Dreieck $\pi\pi_1\pi_2$ ausgeht, dessen Centrum *keinen* Massenpunkt enthält, so findet man ein dem anfänglichen congruentes, paralleles Netz aus gleichseitig dreieckigen Maschen, welches aber gegen das anfängliche in der Art verschoben ist, daß seine Punkte über den Mitten der abwechselnden Dreiecke des Anfangsnetzes liegen. Das Parallelepiped $rpsv\pi_1\pi_2\pi_3$ (wenn unter den π die *oberen* Punkte verstanden werden) kann als Kern angesehen werden.

Aber eine deutlichere Vorstellung von dem Wesen dieses Punkthaufens erhält man, wenn man noch das dritte und vierte parallele Netz construiert. Bei dem eben construirten zweiten Netz ist der Rhombus $rpsv$ so verschoben, daß

seine Projection die Lage $\pi\pi_2\pi_1\pi_3$ erhalten hat, wo $\overline{\pi_3\sigma} = \frac{2}{3}pt$ ist. Bei dem dritten parallelen Netz wird derselbe Rhombus nochmals ebensoweit verschoben, so daß seine Projection $II_2II_1II_3$ in die Mitten der anderen Dreiecke fällt, über denen vorher noch keine Punkte lagen. Hier ist π_3II_3 wieder $= \frac{2}{3}pt$. Das vierte parallele Netz endlich hat seine Punkte wieder senkrecht über denen des Anfangsnetzes liegen; denn II_3p ist ebenfalls $= \frac{2}{3}pt$. Seine Punkte mögen $PP_1 \dots$ heißen. Bezeichnet man (in Fig. 25, Taf. III) die oberen Punkte mit denselben Buchstaben, wie vorher ihre Projectionen, so sieht man, *daß die 8 Punkte $p, \pi\pi_1\pi_2, II_2II_1, P$, welche respective dem ersten, zweiten, dritten und vierten Netze angehören, die Ecken eines Rhomboëders bilden, welches somit als Kern einer Punktanordnung erkannt ist, die 3 in einer Geraden sich schneidende Symmetrieebenen besitzt, gehend durch beide Endecken und je zwei Randecken des Rhomboëders.*

Eine andere Punktanordnung ist nicht möglich. Also ist das Resultat dieses Paragraphen:

„Schneiden sich bei einem Punkthaufen nur 3 Symmetrieebenen in einer geraden Linie, so ist nur eine Anordnung der Punkte möglich: nach dem Rhomboëder.“

§. 9.

Aufsuchung derjenigen Punkthaufen, bei denen sich in einer geraden Linie nur 4 Symmetrieebenen schneiden.

Vorher ist gezeigt (S. 87), daß bei einem solchen Punkthaufen (wo $n = 4$; $\alpha = 45^\circ$ ist) nur eine Punktanordnung in dem zu diesen Symmetrieebenen senkrechten Netze stattfinden kann, nämlich nach quadratischen Maschen, wobei die Symmetrieebenen mit den Seiten und Diagonalen der Quadrate zusammenfallen. — Die senkrechte Projection π eines oberen Punktes liege irgendwo innerhalb des Quadrates $pqrs$ (Fig. 26, Taf. III). Dann erfordert S_3 den symmetrischen Punkt π_3 . Die Entfernung beider Punkte $\overline{\pi\pi_3}$ ist im Allgemeinen verschieden von der parallelen Entfernung \overline{pq} , so daß π nicht so liegen kann. Nur in dem einen Falle

ist $\overline{\pi\pi_0} = \overline{pq}$, wenn π von der Symmetrieebene S_1 um $\frac{1}{2}\overline{pq}$ ahsteht. Da dasselbe von dem Abstände des Punktes π von S_1 gilt, so darf π nur in die Mitte des Quadrats fallen. Dann ergeben sich keine neuen Punkte des Anfangsnetzes, und man hat eine mögliche Lage des oberen Punktes gefunden. Das obere Netz ist also so beschaffen, daß seine Punkte über den Mitten aller Quadrate des Anfangsnetzes liegen. Construiert man in gleicher Weise das dritte parallele Netz, so liegen dessen Punkte wieder senkrecht über denen des ersten. Also ist gefunden, daß ein Punkthaufen mit 4 durch dieselbe Gerade gehenden Symmetrieebenen angeordnet seyn kann nach quadratischen geraden Säulen, in deren Mitten sich Punkte befinden.

Fällt jetzt π in eine Quadratseite, so sieht man, wie vorher, daß es höchstens in ihrer Mitte liegen könnte; dann erfordert die durch die Diagonale gehende Symmetrieebene einen Punkt, dessen Abstand von dem ersteren verschieden ist von der parallelen Entfernung zweier Punkte des Netzes. Es bleibt nur übrig, daß π in eine Ecke des Quadrats fällt; dies ist eine mögliche Lage; dann liegen senkrecht über allen Netzpunkten wieder Punkte, und man hat die Anordnung nach geraden quadratischen Säulen.

Resultat: *Schneiden sich in einem krystallinischen Punkthaufen 4 Symmetrieebenen in einer Geraden, so kann der Haufen nur zwei verschiedene Anordnungen haben:*

- 1) *Die Anordnung nach der geraden quadratischen Säule.*
- 2) *Dieselbe, wo aber jedes Säulencentrum noch einen Punkt trägt.*

Bei beiden Anordnungen ist, nach Satz V, die Zeichnungsebene ebenfalls eine Symmetrieebene, was man auch unmittelbar einsieht. —

§. 10.

Aufsuchung derjenigen Punkthaufen, welche nur 6 durch dieselbe Gerade gehende Symmetrieebenen besitzen.

Auf S. 89 ist gezeigt, daß in einem solchen Punkthaufen, (wo $n = 6$, $\alpha = 30^\circ$ ist,) nur eine Anordnung des zu jenen Ebenen senkrechten Netzes stattfinden kann. Hier liegen

nämlich um einen Punkt 6 Punkte in gleicher Entfernung, und zwar auf 3 abwechselnden von den 6 durch ersteren Punkt gehenden Symmetrieebenen. (Fig. 18, Taf. III). Wie auf S. 93 findet man, *dafs der Haufen nur die gerade reguläre dreiseitige Säule zum Kern haben kann*, und dafs keine andere Anordnung möglich ist.

Weil von den 6 Symmetrieebenen je 2 aufeinander senkrecht stehen, mufs, nach Satz V, die auf diesen senkrechte, d. h. die Ebene der Zeichnung, ebenfalls eine Symmetrieebene seyn. Diefs ist auch an sich klar. —

§. 11.

Hiermit ist die Anordnung der verschiedenen Punkthaufen gefunden, bei denen sich nur 2, 3, 4 oder 6 Symmetrieebenen in einer geraden Linie schneiden. Es bleibt nur der letzte Theil der Untersuchung übrig, nämlich:

Die Aufsuchung der übrigen Symmetrieebenen in den gefundenen Punkthaufen.

Im ersten System (S. 80) existirt gar keine Symmetrieebene. Im zweiten (S. 80) giebt es überhaupt nur eine. Die erste Frage ist:

§. 12.

Giebt es noch mehr Symmetrieebenen in denjenigen Punkthaufen, bei denen sich nicht mehr als 2 Symmetrieebenen in einer geraden Linie schneiden?

Nach Satz V existirt stets noch eine dritte zu beiden senkrechte Symmetrieebene. Es bleibt zu untersuchen, ob noch mehr Symmetrieebenen vorhanden seyn können. — Angenommen es gäbe noch eine vierte Symmetrieebene S_4 , so kann sie, wie in Satz III und IV bewiesen ist, mit jeder der anderen nur einen der Winkel 30° , 45° , 60° , 90° , oder Vielfache davon, einschliessen. Aber die Winkel 30° , 45° , 60° sind hier ausgeschlossen, weil man dann mehr als 2 in derselben Geraden sich schneidende Symmetrieebenen haben würde. Also kann die neue Symmetrieebene mit jeder der 3 vorhandenen, auf einander senkrechten, nur *rechte* Winkel bilden; das ist aber unmöglich. *Also giebt es in diesem System nur jene 3 Symmetrieebenen.*

§. 13.

Giebt es in den Punkthaufen, wo nur 3 Symmetrieebenen durch dieselbe Gerade gehen, noch andere Symmetrieebenen?

Auf den drei Symmetrieebenen zugleich kann keine vierte senkrecht stehn; denn indem z. B. S_4 auf S_1 senkrecht stände, müßte nach Satz V noch eine auf diesen beiden senkrechte: S_5 vorhanden seyn, welche durch dieselbe Gerade, wie die ersteren drei, gehen müßte. Dann hätte man aber mehr als 3 in einer Geraden sich schneidende Symmetrieebenen, was gegen die Voraussetzung ist. —

Um die Untersuchung weiter zu führen, wird die Kugelprojection angewandt. (Fig. 27, Taf. III). Man denkt sich um den betrachteten Punkt des Haufens eine Kugel construirt, und zeichnet darauf aufser den Schnittlinien S der 3 Symmetrieebenen mit der Kugel auch noch die 6 Punkte σ , wo die Normalen der Symmetrieebenen die Kugel schneiden. In den Umfang des gezeichneten Kreises kann kein siebenter Normalenpunkt σ fallen, sonst schnitten sich mehr als 3 Symmetrieebenen in einer Geraden. Dafs in O kein Normalenpunkt liegen kann, ist eben bewiesen. Also könnte ein Normalenpunkt nur noch innerhalb eines der Kugelstreifen, z. B. S_1OS_2 , liegen. Angenommen er liege auf der Halbierungslinie $O\sigma_3$ desselben, im Punkte r . S_2 fordert den symmetrischen Punkt r_2 . Der Winkel dieser beiden Normalen r und r_2 (und also auch der zugehörigen Symmetrieebenen) ist nun $< 60^\circ$, denn erst wenn beide Punkte bis nach σ_3 und σ_1 hinabrücken würden, wobei sie sich kontinuierlich von einander entfernen, würde ihr Winkel 60° betragen. Aber in diesem Punkthaufen darf es nicht Symmetrieebenen geben, deren Winkel $< 60^\circ$ ist, weil sonst mehr als 3 Symmetrieebenen durch dieselbe Gerade gehen würden. *In der Halbierungslinie $O\sigma_3$ des Kugelstreifens darf also kein Normalenpunkt liegen.* —

Würde sich ferner aufserhalb derselben, z. B. in ρ , ein solcher Punkt befinden, so würden die Symmetrieebenen S_1 und S_2 die Punkte ρ_1 und ρ_2 erfordern, und nun muß einer der beiden Normalenwinkel $\widehat{\rho\rho_1}$ und $\widehat{\rho\rho_2}$ jedenfalls kleiner seyn als

der Winkel zweier symmetrischen Punkte in den Halbirungslinien der Kugelstreifen, welche soeben betrachtet wurden. Diese Lage von ρ ist also ebenfalls unmöglich. Demnach bliebe nur übrig, daß ein Normalenpunkt in eine der Symmetrieebenen fällt, z. B. nach p_1 in der Ebene S_1 , (Fig. 28, Taf. III). Dann erfordern S_2 und S_3 die Normalenpunkte p_2 und p_3 . Die Normalen p_1 und p_2 dürfen nur die Winkel 60° oder 90° mit einander bilden, denn die kleineren Winkel 30° und 45° dürfen ja in diesem System nicht vorkommen.

a) Zunächst sey der Winkel $\widehat{p_1 p_2} = 60^\circ$.

Die zugehörigen Symmetrieebenen $P_1 P_2 P_3$ seyen gezeichnet. Dann bedarf es keines Beweises, daß sich je 2 dieser Symmetrieebenen und eine der anfänglichen in einer geraden Linien schneiden, (auf der Kugeloberfläche also in den Punkten $o_1 o_2 o_3$); denn dies ist eine unmittelbare Folge der symmetrischen Gruppierung. — Weil ferner jede der neuen Symmetrieebenen P auf derjenigen Symmetrieebene S senkrecht steht, in welcher ihre Normale p liegt, so muß, nach Satz V, zu je 2 solchen Symmetrieebenen eine dritte, auf beiden senkrechte, existiren, z. B. Σ_1 sey die auf P_1 und S_1 senkrechte; dann läßt sich leicht zeigen, daß sie durch die Punkte s_2 und s_3 der Kugelfläche gehen muß, in denen die anderen Paare von Symmetrieebenen S_2 und P_2 , und S_3 und P_3 , aufeinander senkrecht stehen. Dazu hat man nur nachzuweisen, daß $\widehat{s_1 s_2} = 90^\circ$ ist.

In dem sphärischen Dreieck $s_2 O o_3$ ist der Winkel bei $s_2 = 90^\circ$. Der Winkel $\sigma_1 o_3 s_2$ ist $= 60^\circ$, weil die Normalen beider Ebenen $p_1 p_2$ den $\angle 60^\circ$ bilden. Also ist der Nebwinkel $s_2 o_3 s_1 = 120^\circ$. Aber die Symmetrieebene S_3 halbt diesen Winkel. Also ist $s_2 o_3 O = 60^\circ$. Auch der $\angle s_2 O o_3$ ist $= 60^\circ$. Drückt man nun in jenem Dreieck die Seite $s_2 o_3$ durch die 3 Winkel aus, was nach der bekannten Formel geschieht:

$$\cos \alpha = \frac{\cos A + \cos B \cos C}{\sin B \sin C},$$

so ist:

$$\cos \widehat{s_2 o_3} = \frac{\cos 60^\circ + \cos 90^\circ \cos 60^\circ}{\sin 90^\circ \sin 60^\circ} = \frac{\frac{1}{2}}{\frac{1}{2}\sqrt{3}} = \frac{1}{\sqrt{3}}$$

Also ergibt sich aus dem gleichschenkligen sphärischen Dreieck $s_1 s_2 o_3$ die Seite $s_1 s_2$ nach der Formel:

$$\begin{aligned} \cos \widehat{s_1 s_2} &= \cos \widehat{s_2 o_3} \cdot \cos \widehat{s_1 o_3} + \sin \widehat{s_2 o_3} \cdot \sin \widehat{s_1 o_3} \cdot \cos s_1 o_3 s_2 \\ &= \cos^2 \widehat{s_2 o_3} + \sin^2 \widehat{s_2 o_3} \cdot \cos 120^\circ \\ &= \frac{1}{3} - \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{2} = 0, \end{aligned}$$

d. h. der Bogen $s_1 s_2$ ist $= 90^\circ$.

Construirt man ebenso die auf $S_3 P_3$ senkrechte Symmetrieebene Σ_3 , so läßt sich ebenso zeigen, daß auch sie durch den Punkt s_2 gehen muß. Dann schneiden sich also 4 Symmetrieebenen: $S_2 P_2 \Sigma_1 \Sigma_3$ in derselben Geraden (die durch s_2 dargestellt ist). Aber in unseren Punkthaufen sollten sich höchstens 3 Symmetrieebenen in einer Geraden schneiden. Also ist bewiesen, daß die Normalenpunkte etwaiger neuer Symmetrieebenen nicht so in den anfänglichen Symmetrieebenen liegen können, daß sie miteinander 60° bilden.

b) Der Winkel $\widehat{p_1 p_2}$ sey $= 90^\circ$.

Zeichnet man die zugehörigen Symmetrieebenen, so hat man Fig. 29, Taf. III. Hier bilden die neuen Symmetrieebenen P_1 und P_3 im Schnittpunkte p_2 einen rechten Winkel. Weil aber beide zur Symmetrieebene S_2 symmetrisch liegen, halbiert diese ihren Winkel. Also hat man als Winkel zweier Symmetrieebenen 45° erhalten. Das ist aber in diesem Punkthaufen unmöglich.

Hiermit ist gezeigt, daß es in Haufen mit nur 3 in einer Geraden sich schneidenden Symmetrieebenen gar keine andere Symmetrieebene geben kann.

§. 14.

Jetzt soll zunächst das letzte System untersucht werden, in dem sich 6 Symmetrieebenen in derselben Geraden schneiden.

Nach Satz V existirt eine zu allen 6 Symmetrieebenen senkrechte. Ihr Normalenpunkt ist O , Fig. 30, Taf. III. Indem aufseren Kreise kann kein neuer Normalenpunkt liegen, sonst

schnitten sich in O mehr als 6 Symmetrieebenen. Auf der Halbierungslinie Or_1 des Kugelstreifens S_1OS_2 darf auch kein solcher Punkt ρ_1 liegen, denn S_2 fordert ρ_2 , und der Winkel $\widehat{\rho_1\rho_2}$ ist $< 30^\circ$, weil er erst $= 30^\circ$ würde, wenn die Punkte bis r_1 und r_2 hinabrückten. — Ferner darf innerhalb des Streifens S_1OS_2 ebenfalls kein Punkt π liegen; denn die Symmetrieebenen S_1 und S_2 würden die Punkte π_1 und π_2 erfordern, und einer der beiden Winkel $\widehat{\pi\pi_1}$ und $\widehat{\pi\pi_2}$ muß kleiner seyn als wenn π auf der Halbierungslinie Or_1 läge. Also ist diese Lage von π nicht möglich. — Schliesslich könnte ein Normalenpunkt noch in eine der 6 Symmetrieebenen fallen, z. B. p_1 in S_1 . Diese Normale darf mit O nur die Winkel 30° oder 45° oder 60° bilden. Dann erfordern die abwechselnden Symmetrieebenen die Punkte $p_2p_3p_4p_5p_6$. Jetzt werden diese drei Lagen nacheinander als unmöglich bewiesen.

1) $\angle p_1O = 30^\circ$. Im Δp_1Op_2 ist nach einem bekannten Satze:

$$\begin{aligned} \cos \widehat{p_1p_2} &= \cos p_1O \cdot \cos p_2O + \sin p_1O \cdot \sin p_2O \cdot \cos p_1Op_2, \\ \text{d. i.} & \\ &= \cos^2 30^\circ + \sin^2 30^\circ \cdot \cos 60^\circ. \\ &= \left(\frac{1}{2}\sqrt{3}\right)^2 + \left[1 - \left(\frac{1}{2}\sqrt{3}\right)^2\right] \cdot \frac{1}{2} = \frac{7}{8} = \frac{1}{8}\sqrt{49}. \end{aligned}$$

Also ist $\angle p_1p_2 < 30^\circ$, denn $\cos 30^\circ$ ist größer als $\frac{7}{8}$, nämlich $= \frac{1}{8}\sqrt{48}$; also ist diese Lage unmöglich.

2) $\angle p_1O = 45^\circ$. Dann findet man

$$\cos \widehat{p_1p_2} = \frac{3}{4}, \text{ also } \widehat{p_1p_2} \text{ zwischen } 30^\circ \text{ und } 45^\circ.$$

3) $\angle p_1O = 60^\circ$. Dann ist:

$$\cos \widehat{p_1p_2} = \frac{1}{2}, \text{ also } \widehat{p_1p_2} \text{ zwischen } 45^\circ \text{ und } 60^\circ.$$

Alle diese Winkel dürfen von Symmetrieebenen nicht gebildet werden. Also ist bewiesen, daß in dem System mit 6 in einer Geraden sich schneidenden Symmetrieebenen außer der auf allen 6 senkrechten Symmetrieebene keine andere existiren kann.

§. 15.

Können in einem Punkthaufen mit höchstens 4 in einer geraden Linie sich schneidenden Symmetrieebenen noch andere Symmetrieebenen vorkommen?

Nach Satz V muß noch eine auf jenen vieren senkrechte Symmetrieebene existieren. Der $\angle 30^\circ$ ist ausgeschlossen, weil sonst 6 Symmetrieebenen durch dieselbe Gerade gehen würden. Die Winkel 45° , 60° , 90° sind möglich. — In dem äußeren Kreise Fig. 31, Taf. III darf kein neuer Normalenpunkt liegen, sonst gingen mehr als 4 Symmetrieebenen durch dieselbe Gerade O . — Auf der Halbierungslinie Or des Kugelstreifens S_1OS_2 darf ebenfalls kein Normalenpunkt ρ liegen, denn der Winkel dieser Normale gegen ihre symmetrische ρ_1 ist $< 45^\circ$, weil er kleiner ist als der $\angle rr_1$, welcher $= 45^\circ$. — Innerhalb des Streifens S_1OS_2 darf außerdem auch kein solcher Punkt π liegen; denn die beiden symmetrischen Punkte π_1 und π_2 müßten existieren, und einer der beiden Winkel $\widehat{\pi\pi_1}$ und $\widehat{\pi\pi_2}$ ist jedenfalls kleiner als wenn π auf der Halbierungslinie Or läge.

Aber in der Symmetrieebene S_1 kann ein Normalenpunkt p_1 liegen (Fig. 32, Taf. III), und zwar nur unter 45° oder unter 60° gegen O geneigt.

1) Es sey Winkel $\widehat{Op_1} = 45^\circ$.

Die zu p_1 gehörige Symmetrieebene P_1 muß durch p_2 gehen, denn $p_1O \perp Op_2 = 90^\circ$. Dieselbe P_1 ist unter 45° gegen S_2 geneigt, denn P_1 und P_2 bilden nach dem Gesagten 90° , und S_2 ist die Symmetrieebene, die ihren Winkel halbiert. — Außerdem übersieht man leicht, daß die zu p_1 und die zu p_2 gehörigen Symmetrieebenen P_1 und P_2 durch denselben Punkt q_2 der Symmetrieebene S_2 gehen müssen, denn beide Ebenen liegen symmetrisch zu S_2 . Ebenso hat man in $q_1q_2q_3$ je 3 sich schneidende Symmetrieebenen. Daß diese 3 miteinander Winkel von 60° bilden, sieht man so ein: Dreieck Op_2q_1 ist symmetrisch zu $\sigma_1p_2q_1$, weil $O\sigma_1$ in p_2 halbiert ist, und weil p_2q_1 in p_2 auf $O\sigma_1$ senkrecht steht.

Also ist $\angle \sigma_1q_1p_2 = \angle Oq_1p_2$. Ferner ist Dreieck Op_2q_1

symmetrisch zu Op_1q_1 , weil $Op_2 = Op_1 = 45^\circ$, $\angle p_2Oq_1 = p_1Oq_1 = 45^\circ$, und Oq_1 gemeinsam. Also ist auch $\angle Oq_1p_2 = Oq_1p_1$. Also sind die 3 diesseits der Linie P_3 um den Punkt q_1 herumliegenden Winkel einander gleich, so daß jeder $= 60^\circ$ ist. Hiermit ist gefunden, »dafs in einem Punkthaufen mit 4 in einer geraden Linie sich schneidenden Symmetrieebenen aufser der auf ihnen senkrechten noch 4 andere existiren können, welche in σ_1 und σ_3 Winkel von 45° bilden, und sich auferdem noch in $q_1q_2q_3q_4$ unter 60° schneiden.«

2) Es sey Winkel $\widehat{Op_1} = 60^\circ$, dann ist $\angle p_1\sigma_3 = 30^\circ$, also hätte man 2 unter 30° geneigte Symmetrieebenen, was in diesem Punkthaufen unmöglich ist.

Also ist nur der obige einzige Fall möglich.

§. 16.

Es bleibt nur noch zu untersuchen, wie beschaffen ein Punkthaufen seyn muß, wenn er aufser 4 in einer Geraden sich schneidenden Symmetrieebenen und der auf ihnen senkrechten noch 4 andere in der gedachten Lage enthalten soll?

Vorher (Seite 87) ist gezeigt, daß das zu den ersten 4 Symmetrieebenen senkrechte Netz quadratische Maschen haben muß. Dann sind zwei Fälle möglich:

1) Die 4 neuen Symmetrieebenen gehen durch die Schnittlinien von S_1 und S_3 mit der auf den 4 Ebenen senkrechten Symmetrieebene (Fig. 33 Taf. III), d. h. durch die Seiten der Quadrate; oder:

2) Sie gehen durch die Schnittlinien von S_2 und S_4 mit jener Ebene, d. h. durch die Diagonalen der Quadrate.

1) Die mit der Zeichnungsebene zusammenfallende Ebene heiße S . Die Ebenen P_2 und P_4 sind je unter 45° gegen S und S_1 geneigt; ebenso P_1 und P_3 gegen S und S_3 . (Vergl. Fig. 32 und 33 Taf. III.)

Dann erfordert P_4 den zu r symmetrischen Punkt r_4 , der senkrecht über q liegt, so daß $qr_4 = qr$ ist. — P_3 erfordert den zu r symmetrischen Punkt r_3 , der senkrecht über s liegt, so daß $sr_3 = sr$ ist. Die Entfernung der

oberen Punkte vom Anfangsnetz ist also gleich den Quadratseiten, und man erkennt, daß die gerade quadratische Säule in diesem Falle *in den Würfel übergeht*.

Die gerade quadratische Säule, die im Centrum noch einen Punkt trägt, war die zweite mögliche Form in dem System mit nur 4 in einer Geraden sich schneidenden Symmetrieebenen. Befindet sich nun hier *im Centrum des Würfels auch ein Punkt*, so ist dies ebenfalls eine mögliche Anordnung, denn dieser Punkt fällt gerade in den Schnitt der zwei neuen Symmetrieebenen P_3 und P_4 .

2) Die neuen Symmetrieebenen P gehen durch die Quadratdiagonalen, nämlich durch die Schnittlinien von S_2 und S_4 mit der Zeichnungsebene, und sind gegen die Zeichnungsebene unter 45° geneigt. Die durch S_2 gehende Symmetrieebene fordert den zu s symmetrischen Punkt s_1 , der gerade in die Mitte des über pr senkrecht errichteten Quadrates fällt. Verlängert man ps_1 über s_1 hinaus um sich selbst, so muß man auf einen Punkt des Haufens treffen. Dies ist die obere Ecke des gedachten Quadrats; sie liegt senkrecht über r . Ebenso ergibt sich die andere obere Ecke. Auf dieselbe Art findet man senkrecht auf pu , ur , rt Quadrate stehen, deren Centra je 1 Punkt tragen. So ergibt sich *eine Punktanordnung nach Würfeln, deren Flächencentra noch Punkte tragen*. Es fragt sich, ob diese Anordnung auch nicht den Punktanordnungen widerspricht, welche allein im System mit 4 Symmetrieebenen möglich sind, weil wir es ja hier nur mit einem speciellen Fall jenes Systems zu thun haben. In der That ist aber diese Anordnung keine andere als eine nach quadratischen Säulen, deren Mitten Punkte tragen. Denn man kann den Haufen so ansehen, als bestände er aus geraden, über den Quadraten pqr errichteten Säulen von der Höhe $\overline{pr} = \overline{pq} \cdot \sqrt{2}$, deren Centra noch je 1 Punkt tragen. Würde man auch hier im Schnitt zweier neuen Symmetrieebenen noch 1 Punkt liegend annehmen, der sich dann in der Distanz $\frac{1}{2}\overline{pr}$ über s befinden müßte, so würde dies wieder eine Anordnung nach Würfeln ergeben (Würfelkante $= \frac{1}{2}\overline{pr}$).

Somit sind für diefs neue System noch 3 mögliche Punkt-anordnungen gefunden: 1) nach Würfeln; 2) nach Würfeln, in deren Centren Punkte stehen; 3) nach Würfeln, deren Flächenmitten Punkte tragen.

Hiermit sind die möglichen verschiedenen Combinationen von Symmetrieebenen in krystallinischen Punkthaufen erschöpft.

§. 17.

Das Resultat der ganzen Abhandlung ist folgendes:

Es kann nur 7 durch ihre Symmetrieverhältnisse verschiedene Arten von krystallinischen Punkthaufen, d. h. 7 Krystallsysteme, geben; aber in den meisten von ihnen sind mehrere verschiedene Punktanordnungen möglich. Es sind folgende:

I) *Punkthaufen ohne Symmetrieebene* oder »das ein und eingliedrige System.«

1 *Unterabtheilung:* 1) Anordnung nach schiefwinkligen, Parallelepipeden.

II) *Punkthaufen mit 1 Symmetrieebene* oder »das zwei und eingliedrige System.«

2 *Unterabtheilungen:* { 2) Anordnung nach klinorhombischen Säulen.
3) Anordnung nach geraden Parallelepipeden mit rhomboidischer Basis.

III) *Punkthaufen mit 3 aufeinander senkrechten Symmetrieebenen* oder »das zwei und zweigliedrige System.«

4 *Unterabtheilungen:* { 4) Anordnung nach geraden rhombischen Säulen.
5) Dieselbe, wo jedes Säulencentrum noch 1 Punkt trägt.
6) Anordnung nach rechtwinkligen Parallelepipeden.
7) Dieselbe, wo jedes Parallelepipeden-centrum noch 1 Punkt hat.

IV) *Punkthaufen mit 3 durch dieselbe Gerade gehenden, unter 60° geneigten, Symmetrieebenen* oder »das dreigliedrige oder rhomboëdrische System.«

1 Unterabtheilung: 8) Anordnung nach Rhomboëdern.

V) *Punkthaufen mit 4 durch dieselbe Gerade gehenden, unter 45° geneigten Symmetrieebenen und einer auf ihnen senkrechten, oder » das viergliedrige System.«*

2 Unterabtheilungen: { 9) Anordnung nach geraden quadratischen Säulen.
10) Dieselbe, wo jedes Säulencentrum noch 1 Punkt trägt.

VI) *Punkthaufen mit 6 durch dieselbe Gerade gehenden, unter 30° geneigten, Symmetrieebenen und einer auf ihnen senkrechten, oder » das sechsgliedrige System.«*

1 Unterabtheilung: 11) Anordnung nach geraden regulär dreiseitigen Säulen.

VII) *Punkthaufen mit 9 Symmetrieebenen oder » das reguläre System.«*

3 Unterabtheilungen: { 12) Anordnung nach Würfeln.
13) Dieselbe, wo jedes Würfelcentrum 1 Punkt trägt.
14) Dieselbe, wo jedes Würfelflächenzentrum 1 Punkt trägt.

Nach dem Vorhergehenden ist kein Grund vorhanden, die Gestalten des ein und eingliedrigen, zwei und eingliedrigen und rhomboëdrischen Systems als Halbflächner anderer Systeme anzusehen. — Was aber die Halbflächner des regulären und viergliedrigen Systems anbetrifft, welche in den vorstehenden Gruppen keinen Platz zu finden scheinen, so kann zu ihrer Erklärung angenommen werden, die Molecüle seyen nicht materielle *Punkte*, sondern kleine Polyëder von geringerer Symmetrie, die aber so gruppirt sind, wie das System verlangt. Dadurch erklärt sich das verschiedene Verhalten von sonst gleichwerthigen Flächen. Genaueres hierüber giebt Bravais (*Etudes cristallographiques im Journal de l'école polyt. Tome XX*) nach dem Vorgange von Haüy und Delafosse.

**IV. Ueber die Wärme-Entwicklung in der Luftstrecke elektrischer Entladungen;
von J. C. Poggenorff.**

(Aus d. Monatsberichten d. Akad. Mai 1867.)

Wenn ich mir erlaube, hier nochmals auf einen Gegenstand zurückzukommen, mit dem ich schon zu zwei verschiedenen Zeiten, i. J. 1855 und 1861, die Ehre hatte die Akademie zu unterhalten, so wird dies darin seine Rechtfertigung finden, daß die Behandlung desselben seitdem durch die glückliche Erfindung des Hrn. Holtz einer Erweiterung fähig geworden ist, an welche früher nicht gedacht werden konnte.

Meine früheren Untersuchungen über das Wärmeverhalten elektrischer Funken beschränkten sich auf die des Inductoriums, da mir Funken anderen Ursprungs nicht in ausreichendem Maasse zu Gebote standen. Zwar bemühte ich mich auch die Funken der gewöhnlichen Elektrisirmaschine in den Kreis meiner Untersuchung zu ziehen. Allein dieser Apparat erwies sich, selbst bei großen Dimensionen, als eine so ärmliche Elektrizitätsquelle, daß jeder Versuch, die Temperatur der Funken, oder gar deren polare Temperaturdifferenz zu bestimmen, völlig mißlang.

Diesem Uebelstande ist nun in erfreulicher Weise abgeholfen. Die von Hrn. Holtz erfundene Elektrisirmaschine, die Influenzmaschine oder — wie sie zu nennen Hr. Riefs vorgeschlagen hat — die Elektrophormaschine, liefert Elektrizität von allen Charakteren der gewöhnlichen Reibungs-Elektrizität in solcher Fülle, daß die bei den Funken auftretenden Erscheinungen ohne alle Zweideutigkeit zu beobachten sind.

Schon Hr. Holtz hat, ohne Messung, in überzeugender Weise dargethan, daß die Funken seiner Maschine eine beträchtliche Wärmemenge entwickeln. Denn als er dieselben durch eine Glasröhre leitete, erhitzte diese sich so stark,

dafs er ein Streichhölzchen daran entzünden konnte, und als er sie zwischen spitzen, einander sehr genäherten Elektroden überspringen liefs, vermochte er Phosphor und Schiefsbaumwolle in Brand zu setzen.

Ein vorläufiger Versuch von mir, mit einem Thermometer angestellt, bestätigte diese Erfahrung. Mitten zwischen kugelförmigen Elektroden stehend, die einen gegenseitigen Abstand von 12^{mm} hatten, konnte ich es in einer halben Minute um 15 bis 20° C. in die Höhe treiben.

Diese so deutlich ausgesprochene Wärme-Entwicklung gab mir die Hoffnung, dafs sich auch über eine etwaige Temperatur-Differenz der Pole, über welche in Bezug auf die Funken der Reibungs-Elektricität noch nichts bekannt ist, eine genügende Antwort mittelst der Influenzmaschine erlangen lassen werde; und diese Hoffnung ist denn auch in Erfüllung gegangen.

Bekanntlich sind die Inductionsfunken viel wärmer am negativen als am positiven Pol, während von den Funken der Volta'schen Säule oder wenigstens von den Polen derselben das Umgekehrte gilt¹⁾. Es fragte sich also zunächst, wie sich in dieser Beziehung die Funken der Influenzmaschine verhalten würden.

Ferner sind, wie ich früher gezeigt habe, die *directen* Inductionsfunken viel wärmer als die *modificirten* oder unter Beihülfe der Leydener Flasche erhaltenen, und letztere, welche man der Hauptsache nach als Entladungen der Flasche betrachten kann, lassen auch nicht die polare Temperatur-Differenz der ersteren erkennen, eher eine entgegengesetzte von geringem Betrage.

Endlich ergaben meine früheren Versuche, dafs beim

1) An den *Funken* der Volta'schen Batterie ist bisher die Temperatur noch nicht gemessen worden, und es hat wenig Wahrscheinlichkeit, dafs es je geschehen werde, da sie, selbst bei den mächtigsten Apparaten, immer nur eine äufserst kleine Schlagweite besitzen. Gassiot konnte mit seiner grossen Wasserbatterie von 3250 Zellen nur Funken von 0,02 Zoll engl. Länge darstellen. Um so mehr mufs man wohl für immer darauf verzichten, bei den Volta'schen Funken eine polare Temperatur-Differenz nachgewiesen zu sehen.

Inductorium die Funkenwärme unter sonst gleichen Umständen verschieden ist nach der Natur und Gestalt der Elektroden.

Alle diese Umstände sind bisher bei den Funken der Reibungs-Elektricität noch nicht untersucht worden, — Aufforderung genug, mich mit dem Studium derselben zu befassen.

Das bei dieser Untersuchung von mir angewandte Verfahren war *mutatis mutandis* das frühere. Es gestattet zwar hier, wie beim Inductorium, keine wirkliche Messung der entwickelten Wärmemengen, wohl aber eine sichere Beurteilung des Mehr oder Weniger derselben, und darauf kam es zu meinem Zweck alleinig an.

Zwischen den Polen, und zwar dem einen viel näher als dem anderen, häufig auch in Berührung mit ihm, wurde ein empfindliches Thermometer aufgestellt, welches seinen Stand während der ganzen Dauer einer Versuchsreihe unverrückt behielt, indem, wenn mit der Untersuchung der Pole gewechselt werden sollte, der Strom in seiner Richtung umgekehrt wurde.

Dies geschah entweder durch Drehung der festen Scheibe um 180° , oder bequemer dadurch, daß während die Maschine noch in Thätigkeit war, eine mit Stanniol beklebte Papptafel auf einige Augenblicke der festen Scheibe von hinten genähert wurde. Wenn diese Papptafel so groß ist, daß sie mit ihren Enden bis an die beiden gezahnten Papierbelege reicht, dieselben wohl gar berührt, so kehrt sich der Strom meist augenblicklich um, oder, wenn das nicht der Fall ist, er bloß ausgeht, kann er durch geriebenes Horngummi sehr leicht in umgekehrter Richtung entwickelt werden, was sonst seine Schwierigkeit hat.

Es scheint einfacher zu seyn, statt dieser Umkehrung, dem Strom seine einmalige Richtung zu lassen und bloß das Thermometer von dem einen Pol nach dem andern zu versetzen. Allein dabei ist man niemals gewiß, daß es gegen beide Pole dieselbe Lage bekomme, und eine Ver-

schiedenheit in dieser Beziehung würde das Resultat bedeutend unsicher machen.

Vor dem Beginn einer Beobachtung wurden die Elektroden durch einen mit isolirender Handhabe versehenen Drahtbügel in leitende Verbindung gebracht, dann die Maschine auf bekannte Weise in Thätigkeit gesetzt und nun im vorausbestimmten Moment der Drahtbügel abgehoben, worauf dann sogleich der Funkenstrom überging und das Steigen des Thermometers begann.

Da die Wirksamkeit der Maschine wesentlich von der Geschwindigkeit der rotirenden Scheibe bedingt wird, so muß diese Geschwindigkeit bei den zu vergleichenden Versuchen natürlich möglichst constant gehalten werden. Am sichersten würde dies ohne Zweifel durch ein Uhrwerk geschehen seyn; aber ein solches mit der Maschine zu verbinden, wäre schwierig und kostbar gewesen. Ich mußte mich daher auf Drehungen mit der bloßen Hand beschränken, die ich durch Regulirung nach einem Pendel, welches mit einem Chronometer verglichen worden, möglichst gleichförmig zu machen suchte, und so abpaßte, daß 12 Kurbeldrehungen auf 15 Secunden kamen, eine Geschwindigkeit, die durch das Uebertragungsverhältniß der Rollen- und Schnurläufe bei meiner Maschine auf das $6\frac{1}{2}$ fache für die rotirende Glasscheibe multiplicirt wird. Die Gleichheit der Zahlen, welche bei mehrmaliger Wiederholung eines und desselben Versuches erhalten wurden, beweist, daß auf diese Weise wenigstens eine ziemliche Constanz in der Geschwindigkeit und folglich auch in der Wirksamkeit der Maschine erlangt werden kann.

Die angewandten Thermometer hatten ellipsoidische Behälter von 4^{mm} , 5 bis 5^{mm} im horizontalen Durchmesser. Der Abstand eines solchen von dem einen Pol war entweder Null oder $1^{\text{mm}},0$, während es von dem andern bei verschiedenen Versuchen 7 bis $13^{\text{mm}},0$ entfernt blieb. Ein größerer Abstand ist nicht rathsam, weil man dabei zu befürchten hat entweder, daß der Strom erlischt, oder daß er sich umkehrt, wenn man nicht Hülfsseinsauger anwenden will, was

ich absichtlich vermied, weil dabei immer ein Theil der Wirksamkeit der Maschine verloren geht.

Zur Messung der polaren Temperatur-Differenz wandte ich folgeweise drei verschiedene Methoden an.

Entweder maafs ich successiv am positiven und am negativen Pol die Temperatur-Erhöhung, welche daselbst innerhalb einer bestimmten Zeit eintrat.

Oder ich zählte, wie viel Kurbeldrehungen nöthig waren, um das Thermometer an beiden Orten eine gewisse Zahl von Graden in die Höhe zu treiben.

Oder aber ich unterhielt den Strom so lange, bis das Thermometer an diesem oder jenem Pol auf ein Maximum gelangt war.

Jede dieser Methoden hat ihre Vorzüge und ihre Mängel, die ich aber hier nicht näher auseinandersetzen will. Meistens wandte ich die beiden letzten an.

Die Einschaltung eines Thermometers zwischen die Pole der Maschine übt auf die Entladung derselben einen Einfluss aus, der für die Messung der Temperatur von der größten Bedeutung ist, und wenigstens in dem Maafse nicht bei den Funken des Inductoriums vorkommt.

Wenn nämlich ein Thermometer zwischen die Pole der Maschine gestellt wird, so kommen die Funken derselben entweder gar nicht zum Vorschein, oder verschwinden sehr bald, in dem sie unter einem eigenthümlich zischenden Geräusch in den Zustand eines bei Tage unsichtbaren Büschels übergehen, der zeitweise mit Funken untermischt ist.

Man kann also durchaus nicht sagen, dafs man es bei diesen Beobachtungen mit *Funkenwärme* zu thun habe, abgesehen davon, dafs die directen Entladungen der Maschine schon für sich auch keine reinen Funken darstellen.

Der störende Einfluss des Thermometers ist verschieden nach seiner Stellung zwischen den Polen, gröfser wenn es ihnen näher steht, und gröfser am positiven Pole als am negativen, auch verschieden nach der Gestalt, der Gröfse und dem gegenseitigen Abstände der Elektroden.

Er äußert sich ferner auch außerhalb der Funkenbahn. Man kann die Funken förmlich ablenken durch ein Thermometer oder einen Glasstab, rechts oder links, wie man will.

Unter Umständen kann dieser Einfluss auch entgegengesetzter Art seyn. Büschel lassen sich dadurch in Funken verwandeln.

Ich beobachtete dies namentlich als die Elektroden in Kugeln von nur $3^{\text{mm}},5$ Durchmesser endigten, die $13^{\text{mm}},5$ auseinander standen. Als mitten in ihren Zwischenraum ein Thermometer gestellt wurde, ging der bei Tage unsichtbare Büschel sogleich in helle Funken über.

Ebenso habe ich zwischen Kugeln von 20^{mm} Durchmesser, die bei etwa 25^{mm} Abstand nur eine selbst im Finstern unsichtbare Entladung gaben, Büschel hervorgerufen, indem ich einen Glasstab an den positiven Pol hielt, und Funken gebildet, als ich diesen an den negativen Pol brachte.

Diese Wirkung ist nicht blofs dem Glase eigen, sondern kommt allgemein allen Isolatoren zu, welche zwischen die Pole der Maschine eingeschoben werden. Ich habe sie neuerlich unter verschiedenen sehr ansprechenden Formen beobachtet.

Spitz zulaufende Elektroden, wenn sie einen Abstand von etwa $30^{\text{mm}},0$ haben, geben bekanntlich nur eine unsichtbare Glimm-Entladung. Stopft man nun Baumwolle in ein Glasrohr, so dafs sie darin einen lockeren Pfropfen von etwa Zolllänge bildet, und bringt diesen zwischen die Spitzen, so erhält man, bei Erregung des Stroms, hell leuchtende Funken, welche die Poren der Baumwolle in den niedrigsten Verzweigungen durchfliegen. Dies ist selbst dann der Fall, wenn die Spitzen die Baumwolle nicht berühren, sondern noch etwa 2 Millm. von ihr entfernt bleiben. Man sieht dabei deutlich die Funken von den Spitzen ausgehen. Die Entladungen der Leydener Flasche gehen natürlich in diesem Baumwollenpfropfen mit gleicher Leichtigkeit zwi-

sehen Spitzen von statten, nur sind die Funken noch heller und massiger.

Ebenso wie die Baumwolle verhalten sich Schwefel, Bimstein, Glas und andere Isolatoren, die man als gröbliches Pulver in einer Glasröhre zwischen die Elektroden spitzen einschaltet.

Am schönsten habe ich indess die Erscheinung beim Hutzucker beobachtet. Er wird mit schön blauem Lichte leuchtend, selbst ehe ihn die Spitzen berühren, und noch heller wird sein Licht, wenn man die Flasche zu Hülfe zieht.

Diese Erscheinung erinnert an den alten Versuch mit dem leuchtenden Ei, der offenbar gleicher Natur ist, aber lange nicht so effectvoll ausfällt.

Ich glaubte anfangs den störendem Einfluss des Thermometers auf die Entladungen vermieden zu sehen, wenn dem Behälter desselben ein metallischer Ueberzug gegeben würde. Allein eine Versilberung desselben, welche Hr. Prof. Quincke auf meine Bitte übernahm, hatte nicht den gewünschten Erfolg. Die Störung schien wohl etwas geschwächt zu seyn, war aber keineswegs gehoben. Ein Ueberzug von thierischer Gallerte erwies sich ebenfalls als wirkungslos.

Nach früheren Erfahrungen sowohl, als nach denen, welche ich weiterhin mittheilen werde, ist es als sicher zu betrachten, dass der Einfluss des Thermometers auf die Gestalt der Funken auch einen Einfluss auf die Wärmewirkung derselben haben muss, und es stand zu besorgen, dass namentlich die polare Temperatur-Differenz dadurch modificirt würde, da die Aenderung der Entladungsform verschieden ist, je nachdem das Thermometer sich am positiven oder am negativen Pol befindet.

Allein ich habe doch guten Grund zu glauben, dass wohl die Gröfse jener Temperatur-Differenz eine Aenderung erlitten haben kann, nicht aber der Character derselben, dass also die Schlüsse, welche ich aus den weiterhin angegebenen Beobachtungen ziehen werde, trotz der erwähnten

störenden Wirkung des Thermometers, in ihrer vollen Richtigkeit bestehen bleiben.

Ich stütze mich hierbei auf eine vierte Beobachtungsmethode, die ich besonders in letzterer Zeit vielfach angewandt habe.

Diese Methode besteht in der gleichzeitigen Anwendung zweier Thermometer, eines in der Nähe jeder Elektrode aufgestellt. Die Umwandlung der Funken in Büschel wird dadurch natürlich nicht aufgehoben; aber sie muß nothwendig gleich seyn, in welcher Richtung auch der Strom zwischen den Elektroden übergehen mag, so bald nur die Thermometer einander gleich sind und respective gleichen Abstand von den Polen haben. Diese letzte Bedingung ist nun freilich direct nicht in aller Strenge zu erfüllen, aber indirect geschieht es mit großer Annäherung, wenn man den Strom successive in der einen und der anderen Richtung übergehen läßt, die Stellung der Thermometer gegen die Pole also verwechselt; und aus den in beiden Fällen gemachten Beobachtungen das Mittel nimmt.

In diesem Mittel hat man dann offenbar einen getreuen Ausdruck, wenn auch nicht für den numerischen Werth der polaren Temperatur-Differenz, so doch für den Character derselben, vorausgesetzt nur, was in dem folgenden immer der Fall ist, wenn nicht eigends das Gegentheil gesagt wird, daß beide Elektroden einander gleich seyen.

Diese vierte Methode empfiehlt sich übrigens noch dadurch, daß sie die polare Temperatur-Differenz unmittelbar zur Anschauung bringt, und zwar, wenn man sie nur für *einen* Fall untersuchen will, sogar unabhängig von der Geschwindigkeit, mit welcher man die Maschine in Thätigkeit setzt. Sie giebt auch die Gewißheit, daß diese Differenz nicht von einer Veränderung der Stromstärke hervorgerufen worden, denn der Strom muß offenbar einerlei Intensität behalten, er mag in dieser oder jener Richtung zwischen den Thermometern übergehen, sobald nur letztere und die Elektroden einander gleich sind. Damit soll indess nicht *gesagt* seyn, daß mit zwei Thermometern dieselbe Tempe-

ratur-Differenz gefunden werde wie mit einem. Das ist schon wegen der Verschiedenheit des Widerstandes, welchen man dem Strom entgegensetzt, nicht wahrscheinlich.

Bei der Mehrzahl der nachfolgenden Versuche wurde das Material der Elektroden nicht in Betracht gezogen; sie bestanden daher meistens aus Messing, und endigten entweder in Kugeln von verschiedener Gröfse, oder in Kegeln von verschiedener Zuschärfung.

Die Kugeln hielten respective 14, 20 und 52 Mllm. im Durchmesser, und die Kegel hatten, bei einer Basis von 6 Mllm. Durchmesser, eine Höhe von resp. 6 und 17 Mllm.

Vor dem Gebrauch wurden alle diese Polstücke wohl abgerieben mit Smirgel und Leder.

Nach den angegebenen Methoden habe ich nun seit vorigem Herbst eine große Zahl von Messungen ausgeführt, vor der Hand beschränkt auf Entladungen in atmosphärischer Luft unter gewöhnlichem Druck. Wie sich die Erscheinungen in anderen Gasen und unter anderen Drucken verhalten, mag Gegenstand einer künftigen Untersuchung seyn.

Die beobachteten Gröfsen haben begreiflicher Weise keinen absoluten Werth. Ich unterlasse es daher, sie in extenso mitzutheilen, mich begnügend, einige daraus hervorzuheben, welche als Belege zu den angegebenen Resultaten dienen können.

Was nun diese Resultate betrifft, so möchten folgende die hauptsächlichsten seyn.

1) *Die directen Entladungen der Influenzmaschine sind wärmer am positiven Pol als am negativen.*

Sie verhalten sich also in Bezug auf polare Temperatur-Differenz umgekehrt wie die Inductionsfunken, bei welchen übrigens diese Differenz viel hervortretender und auch die gesammte Wärme-Entwicklung viel bedeutender ist, entsprechend der circulirenden Elektrizitätsmenge, die bei der Influenzmaschine wohl nie so groß gemacht werden kann, wie bei dem Inductorium.

Belege zu dem aufgestellten Satz geben folgende Beobachtungen.

Nach der ersten Methode. Innerhalb einer Minute oder durch 48 Kurbeldrehungen stieg das Thermometer

am positiven Pol von 18° C. auf 52° C. = 34° C.

» negativen » » 18° C. » 43° C. = 25° C.

Gegenseitiger Abstand der Pole (Kugeln von 20^{mm}) = $3^{\text{mm}},5$; Abstand des Thermometers von dem nächsten Pol = 1 Milm.

Nach der zweiten Methode. Um ein anderes Thermometer von 15° R. auf 25° R. zu treiben, waren erforderlich am positiven Pol 19 Kurbeldrehungen

» negativen » 35 »

Geschwindigkeit der Drehung und alle übrigen Umstände wie vorhin.

Nach der dritten Methode. Von $18^{\circ},5$ C. stieg das Thermometer im Maximo

am positiven Pol auf 40° C.

» negativen » » 36° C.

Alle Umstände wie vorhin.

Nach der vierten Methode, mit zwei Thermometern. Innerhalb einer Minute oder durch 48 Kurbeldrehungen stiegen sie gleichzeitig, von 16° C. aus, das

am + Pol auf 33° also um 17°

» - Pol » 25° » » 9°

und nach Umkehrung des Stroms, das

am + Pol auf 32° , also um 16°

» - Pol » $25,5^{\circ}$ » » $9,5^{\circ}$

Diese Beobachtungen sind zu sehr verschiedenen Zeiten angestellt, und sie erleiden schon deshalb keinen strengen Vergleich, weil man selbst bei kurz hintereinander ausgeführten Messungen nicht immer dieselben Werthe für die Temperatur-Erhöhungen bekommt. Allein das Daseyn der polaren Temperatur-Differenz, so wie deren Character, ist zweifelsohne sicher durch sie festgestellt.

Diese Temperatur-Differenz erhält sich auch, wenn ein

bedeutender Widerstand in die Bahn des Stromes eingeschaltet wird.

Als z. B. auf jeder Seite der Funkenstrecke eine Wasserröhre von 50^{mm} Länge und 5^{mm} Durchmesser befindlich war, erforderte das Thermometer, um von 13° auf 23° R. zu steigen

am + Pol 22 Kurbeldrehungen

» — Pol 30 »

ohne Wasserröhren dagegen:

am + Pol 18 Kurbeldrehungen

» — Pol 26 »

Die Beobachtung der Maxima ergab ähnliche Resultate. Die Temperaturen waren auch hierbei im Ganzen gesunken, die Differenz hatte sich aber ziemlich unverändert erhalten.

2) *Die Temperaturen zwischen den Polen sind verschieden nach der Gestalt der letzteren, bei Kugeln desto höher, je größer ihr Durchmesser ist (wenigstens innerhalb gewisser Grenzen), bei Kegeln desto stumpfer sie sind. Aehnlich scheinen sich die Differenzen zu verhalten.*

Ich habe dies durch die Methode der Maxima gefunden mittelst eines einzigen Thermometers, welches zu Anfang der Versuche 18,6° C. zeigte und 11^{mm} von dem entfernten Pol abstand.

Bei einer Geschwindigkeit von 48 Kurbeldrehungen in der Minute, und einem Abstand der Pole von 12 Mill. stieg es im Maximo

zwischen den scharfen Kegeln

am + Pol auf 28° C.

» — Pol » 26° C.

zwischen den stumpfen Kegeln

am + Pol auf 33° C.

» — Pol » 27° C.

zwischen Kugeln von 14^{mm} Durchmesser

am + Pol auf 40° C.

» — Pol » 36° C.

zwischen Kugeln von 20^{mm} Durchmesser

am + Pol auf 40° C.

» — Pol » 36° C.

zwischen Kugeln von 52^{mm} Durchmesser
 am + Pol auf 46° C.
 » — Pol » 37° C.

Während also beim Inductorium die Temperatur bekanntlich zwischen spitzen Elektroden am höchsten steigt, erreicht bei der Influenzmaschine das Maximum der Erwärmung seinen größten Werth gerade zwischen großen Kugeln. Das ist nebenbei ein sicherer Beweis, daß die beobachtete Temperatur der leuchtenden Entladung angehört und nicht dem metallischen Pol; denn Kugeln von fast 2 Zoll Durchmesser werden, wenn sie auch hohl sind, wie die angewandten, durch den schwachen Influenzstrom so gut wie gar nicht erwärmt, wovon man sich leicht überzeugen kann; sie müssen sogar aus diesem Grunde durch ihre Nähe am Thermometer abkühlend auf dasselbe eingewirkt, und das Zustandekommen eines noch höheren Maximums verhindert haben.

Wovon übrigens die Verschiedenheit der Temperaturerhöhung je nach der Gestalt und Größe der Pole abhänge, lasse ich einstweilen dahingestellt. Meiner Meinung nach ist das Phänomen, so wie es aus den eben mitgetheilten Beobachtungen hervorgeht, ein complexes, herrührend zugleich von einer wahrscheinlichen Variation in der Intensität des Stroms.

Um den Einfluß der Gestalt und Größe der Pole auf die Erwärmung in voller Reinheit zu erlangen, müßte man die Stromstärke d. h. die Menge der in der Zeiteinheit übergehenden Electricität constant halten, wozu ich aber bis jetzt bei der Influenzmaschine kein recht geeignetes Mittel kenne oder wenigstens besitze¹). Mir ist es wahrscheinlich, daß in den obigen Versuchen mit der Erhöhung der Temperatur auch eine Steigerung der Stromstärke stattgefunden habe.

Die polare Temperatur-Differenz aber, welche vorzugs-

1) Durch ein Galvanometer würde sich freilich die Stromstärke messen lassen; allein die Windungen desselben müßten mit ganz besonderer Sorgfalt isolirt seyn, um zuverlässige Resultate zu erhalten.

weise Gegenstand meiner Untersuchung war, kann, beiläufig bemerkt, nicht auf eine durch das Thermometer etwa herbeigeführte Veränderung der Stromstärke zurückgeführt werden, da man sie, wie angeführt, auch beobachtet, wenn zwei Thermometer gleichzeitig zwischen den Polen angebracht sind.

Wenn bei den eben mitgetheilten Resultaten der Einfluß der Stromstärke vielleicht noch zweifelhaft ist, so ist er andererseits als gewiß anzunehmen, sobald mit dem gegenseitigen *Abstand* der Pole eine Veränderung vorgenommen wird. Der Anblick der Lichtpinsel, die man im Dunklen auf der rotirenden Scheibe wahrnimmt, zeigt schon augenfällig, daß mit Vergrößerung dieses Abstandes die Stromstärke abnimmt, und daß damit eine Verringerung der Wärme-Entwicklung eintritt, ist wohl sehr natürlich¹⁾.

Ich habe es daher unterlassen diese Seite des Gegenstandes näher zu untersuchen, obgleich es künftig wohl von Interesse seyn kann, die für den galvanischen Strom gültige Relation zwischen Stromstärke und Wärme-Entwicklung auch für den Influenzstrom nachgewiesen zu sehen.

Ich will nur bemerken, daß bei der Influenzmaschine, wenn man mit dem gegenseitigen Abstand der Elektroden über eine gewisse Gränze hinausgeht, eine besondere Schwierigkeit dadurch entsteht, daß der Strom nicht constant bleibt, sondern allmählich abnimmt und zuletzt erlischt. Die gezahnten Belege, welche bei geringer GröÙe jenes Abstandes die wunderbare Eigenschaft haben, die der Maschine ursprünglich mitgetheilte Elektrizitätsmenge zu multipliciren und dann den Strom in constanter GröÙe zu erhalten, versagen ihren Dienst, schaffen nicht so viele Elektrizität als zwischen den Elektroden vernichtet wird. Diefs ist selbst dann der Fall, wenn man von den in meiner früheren Mittheilung

1) Sonderbarerweise zeigen übrigens diese Lichtpinsel nicht das Maximum ihrer Ausbildung, wenn die Elektroden einander metallisch berühren, sondern erst, nachdem diese ein wenig auseinander gezogen worden sind.

empfohlenen zwei Hilfs-Einsaugern Gebrauch macht. Nur kommt dann der Strom nach dem Zusammenschieben der Elektroden wiederum zum Vorschein.

Ein dritter Gegenstand meiner Untersuchung war die Frage nach dem Einfluß der Natur der Elektroden auf die Wärmeentwicklung; dabei ergab sich das Resultat:

3) *Die Temperatur-Erhöhung zwischen den Elektroden ist verschieden nach der Natur derselben, — unter sonst gleichen Umständen anscheinend desto größer, je flüchtiger das Metall ist, aus denen sie bestehen.*

Ich habe dieß an Kugeln von Eisen, Kupfer, Zink, Zinn und Wismuth beobachtet, die 3^{mm},5 im Durchmesser halten.

Bei einer Versuchsreihe waren sie 14^{mm},0 von einander entfernt, und das Thermometer, welches mitten zwischen ihnen stand, zeigte anfangs 20°. Bei einer Geschwindigkeit von 48 Kurbeldrehungen in der Minute war das Maximum der Erwärmung

beim Eisen	45°,5
» Kupfer	47,0
» Zink	47,5
» Zinn	48,0
» Wismuth	50,0

Bei einer zweiten Versuchsreihe betrug der Abstand der Pole nur 7^{mm} und das mitten dazwischen stehende Thermometer, welches anfänglich 20° C. zeigte, stieg bei derselben Kurbelgeschwindigkeit innerhalb einer Minute

beim Eisen	auf 41°,5
» Kupfer	» 42,5
» Zink	» 46,5
» Zinn	» 47,0
» Wismuth	» 48,0.

Diese Resultate kommen im Wesentlichen mit denen überein, welche ich an den Inductionsfunken i. J. 1855 beobachtet und in den Monatsberichten jenes Jahres beschrieben habe. Nur sind dort die Unterschiede größer als hier, eine natürliche Folge davon, daß der Inductionstrom intensiver ist

als der Influenzstrom. Daher sieht man hier auch nichts von jener Fortführung der Materie, welche sich bei den Inductionsfunken durch den Niederschlag von Oxyd auf das Thermometer so deutlich zu erkennen giebt. Indefs ist sie in geringerem Maasse ohne Zweifel auch hier vorhanden, und ich bin geneigt sie, wie bei den Inductionsfunken, als erste Ursache der grösseren Erwärmung bei dem flüchtigeren Metalle anzusehen, in der Weise, dafs die fortgerissenen Theile die Bahn der Entladung leitender, und damit die Stromstärke grösser machen.

Dafs übrigens dem Influenzstrom dieses Fortschleudungsvermögen nicht ganz abgeht, kann man aus einer andern interessanten Erscheinung ersehen.

Luftleere Röhren nämlich, die an den Enden Platindrähte eingeschmolzen enthalten, kleiden sich bekanntlich, wenn ein Inductionsstrom hindurch geleitet wird, sehr bald am negativen Draht mit einem schwarzen Niederschlag von fein zerstäubtem metallischem Platin aus, genau so weit als der Draht in die Röhre reicht.

Bei Hindurchleitung eines Influenzstroms ist nichts dem Aehnliches zu beobachten; die Röhre bleibt klar, wie oft man sie auch gebrauche.

Enthält aber die luftleere Röhre etwas Quecksilber, von dem ein wenig an die Platindrähte gekommen ist, so sieht man das negative Ende der Röhre sich eben so mit fein vertheiltem Quecksilber auskleiden, wie beim Inductionsstrom mit Platin.

Der Inductionsstrom übrigens schleudert im letzteren Falle beide Metalle fort, Quecksilber und Platin, welches letztere sich mit dem ersteren amalgamirt, und einen schönen Spiegel auf der Innenwand der Röhre bildet, soweit der negative Draht hineinreicht.

Es fragte sich schliesslich noch, ob auch die polare Temperatur-Differenz von der Natur der Elektroden abhängig sey. Ich stellte, um diese Frage zu beantworten, einige Versuche nach der vierten Methode mit Wismuth- und mit Eisen-Kugeln an, allein die Resultate kamen in beiden Fällen

einander so nahe, daß ich nicht zu entscheiden wage, ob eine Verschiedenheit in dieser Beziehung existirte oder nicht.

Ich gehe jetzt zum zweiten Theile meiner Untersuchung über, zur Untersuchung der *modificirten* Entladungen.

Genau genommen, kann man die Entladungen der Influenz-Maschine gar nicht anders als modificirt auf ihre Temperatur-Differenz untersuchen, da schon das Thermometer eine Modification bei ihnen hervorbringt, und ein anderes Beobachtungsmittel als das Thermometer für diese Differenz bis jetzt nicht bekannt ist.

Ich will jedoch hier unter modificirten Entladungen nur diejenigen verstehen, welche man bekommt, wenn man mit der Maschine selbst eine Veränderung vornimmt.

Die einfachste dieser Modificationen besteht in einer Veränderung der Pole oder Enden der Elektroden.

Die Elektricitäts-Erregung in der Influenz-Maschine ist unstreitig eine *continuirliche*, und demgemäß sollte man erwarten, daß auch die Entladung zwischen den Polen eine *continuirliche* sey.

Allein das ist sie in Luft oder Gasen unter dem gewöhnlichen Druck im Allgemeinen nicht. Sie ist unter diesen Umständen nur *continuirlich*, wenn die Elektroden in Spitzen auslaufen und diese einander nicht zu nahe stehen. Dann bekommt man entweder die Büschel- oder die Glimm-Entladung, welche letztere namentlich, wegen Abwesenheit eines jeden Geräusches, unbedenklich als eine *continuirliche* zu betrachten ist.

Endigen dagegen die Elektroden in Kugeln oder Platten, oder stehen die Spitzen einander hinreichend nahe, so bekommt man Funken, und Funken sind immer das Attribut und Resultat einer *discontinuirlichen* oder unterbrochenen Entladung.

Sowie man indess die Funken zwischen Kugeln von gleicher Größe und mäßigem Abstände bekommt, verdienen sie eigentlich diesen Namen nicht, falls man nämlich unter Funken nur solche *compacte* Lichtpunkte oder Lichtkörper

verstehen will, wie sie z. B. von der Leydener Flasche und vom Inductorium geliefert werden.

Vielmehr ist die Entladung unter diesen Umständen eine gemischte, theils büschel- oder bänderartige, theils funkenförmige, denn sie erscheint in Gestalt röthlich violetter, sehr lichtschwacher und darum bei Tage kaum sichtbarer Streifen oder Bänder, welche nur in der Nähe der Pole durch gelbliche Fünkchen erhellt werden. Am positiven Pol sind diese Fünkchen länger als am negativen, und dadurch können sie zur Erkennung dieses Poles dienen.

Wendet man kleine Kugeln als Pole an, so kann man bei Vergrößerung ihres gegenseitigen Abstandes wahrnehmen, daß der violette Streif sich ausbreitet und die gewöhnliche Form des Büschels annimmt, während die hellen Fünkchen am positiven Pol den bekannten Stiel dieses Büschels bilden.

Am schönsten ist die Erscheinung zwischen großen Kugeln, etwa von 2 Zoll Durchmesser. Dann sieht man, besonders im Dunklen, den violetten Streifen in mehre, parallel nebeneinander herlaufende Bänder zerfallen, die ihren Ort beständig wechseln, und sich, offenbar in Folge der Erwärmung der Luft, bogenförmig nach oben krümmen. Dabei sind die Fünkchen an den Polen länger und heller, erscheinen auch zeitweise selbst mitten in den Streifen. Ueberdies hat das Geräusch, welches man vernimmt, einen tieferen Ton als bei kleinen Kugeln, zum Beweise, daß die Entladungen zwischen großen Kugeln langsamer erfolgen als zwischen kleinen.

Nimmt man zum positiven Pol eine kleinere Kugel, etwa von $\frac{3}{4}$ Zoll Durchmesser, während man am negativen die große beibehält, so bekommt man bei Vergrößerung ihres Abstandes einen prachtvollen Büschel, welcher, bei Anwendung der früher von mir beschriebenen Hilfs-Einsauger, eine Länge von 4,5 par. Zoll annimmt und dann in zwei Büschel zerfällt, einen positiven und einen negativen. Der Gebrauch einer Scheibe statt der großen Kugel giebt zwar auch einen schönen Büschel, der aber eine andere Form besitzt und auch nicht die eben genannte Zerfällung zeigt.

Sowie die Entladungsform von der Gestalt, der Größe und der gegenseitigen Entfernung der Pole, und wenn diese ungleich sind, auch von der Richtung des Stromes zwischen ihnen bedingt wird, so wird sie auch modificirt, wenn man einen der Pole *ableitend* berührt. Die lichtschwache Büschel-Entladung geht dadurch sogleich in helleuchtende Funken-Entladung über. Besonders ist dies der Fall bei Ableitung des positiven Pols, und merkwürdigerweise hält diese Funkenbildung gewöhnlich noch eine Weile an, nachdem man schon die Ableitung wieder aufgehoben hat.

Kleine Kugeln zeigen diese Erscheinung besser als große. Doch dürfen sie nicht zu weit auseinander gezogen werden, weil sonst der Strom erlischt, wobei sich oft kurz zuvor ein zitternder tiefer Ton wahrnehmbar macht.

Das pulsirende Geräusch der Funken, sowie dessen Tonhöhe, lehrt übrigens deutlich, daß bei diesen Funken die Entladungen weniger schnell aufeinander folgen als bei den ungestörten Büscheln.

Ähnlich wie die Ableitung wirkt die Verbindung *großer Conductoren* mit der Maschine, obwohl derselben dabei keine Elektrizität entzogen wird.

Ich habe zwei solche Conductoren anfertigen lassen, Zinkcylinder mit halbkugelförmigen Enden, 2 par. Fufs lang und $2\frac{1}{4}$ par. □ Fufs in Oberfläche ein jeder. Sie ruhen auf gefirnissten Glasfüßen, und an den Enden trägt jeder zwei Messingkugeln von 2 Zoll Durchmesser. Die eine dieser Kugeln ist durchbohrt, um die Elektroden hindurchstecken zu können, mit denen Hr. Holtz seine Maschine versieht.

Ich fand indess sehr bald, daß die letztere Vorrichtung überflüssig ist, indem sich ergab, daß es für die Effecte eifesterlei ist, ob die Conductoren ihrer Länge nach den Strom auf sich hinweggehen lassen, oder ihn von der Seite her berühren, gleichsam nur eine Sackgasse für ihn bildend. Da die zweite Anwendungsweise viel bequemer ist als die erste, so habe ich mich meistens damit begnügt, diese Conductoren seitlich an die vorhandenen Elektroden der Maschine anzusetzen.

Schon die Ansetzung *eines* Conductors an *eine* der Elektroden, besonders an die positive, verwandelt die Büschel in Funken, und noch mehr ist dieß der Fall, wenn man beide Elektroden mit Conductoren versieht.

Es sind zunächst die bei der ungestörten Entladung dicht an den Polen erscheinenden Fünkchen, an welchen die Wirkung der Conductoren auftritt; diese Fünkchen werden länger, heller und weißer, während der übrige Theil der Entladung noch seine lichtschwache blaue Färbung behält; allein bei Vergrößerung der Polardistanz erfüllt sich dieselbe, ihrer ganzen Länge nach, mit weißen compacten Funken.

Diese Funken reichen durch ihre Lichtstärke und Kräftigkeit an die Entladungen der Leydener Flasche heran, obwohl hier von einer Flaschenwirkung noch nicht die Rede seyn kann, da die Conductoren viel zu weit auseinander stehen, als daß ihre Elektricitäten sich gegenseitig verdichten könnten, und eine solche Verdichtung ist doch der wesentliche Character einer Flaschenladung.

Man kann übrigens auch hier an den Pulsen des Geräusches deutlich hören, daß die Anlegung eines Conductors die Aufeinanderfolge der Entladungen verlangsamt; und noch mehr ist dieß der Fall, wenn man jedem der Pole einen Conductor hinzufügt.

Die Vergrößerung der leitenden Oberfläche ist es nicht, welche die letztere Erscheinung hervorruft; denn wenn man einem und demselben Pole beide Conductoren anlegt, erhält man keine stärkere Wirkung, als wenn er bloß mit einem derselben in Berührung gesetzt ist.

Die Mannigfaltigkeit in den Formen der Entladungen beim Durchgang des Influenzstroms durch die Luft ist übrigens sehr groß und ich würde mich zu sehr von meinem Hauptgegenstand entfernen, wenn ich sie hier alle beschreiben wollte.

Als eine besonders interessante und lehrreiche Methode sie zu studiren will ich nur erwähnen: die zweimalige Unterbrechung des Stroms durch eine Luftstrecke zwischen

Elektroden von verschiedener Form, z. B. in der einen Strecke zwischen Spitzen, in der anderen zwischen Kugeln. Man kann sich dabei überzeugen, dafs es nicht möglich ist, in den beiden Luftstrecken eine verschiedene Entladungsform hervorzubringen, und kann auf diese Weise compacte Funken zwischen Spitzen erzeugen, zwischen welchen man sie bei denselben Abständen sonst nicht erhalten würde.

Ich werde bei einer künftigen Gelegenheit ausführlicher darauf zurückkommen.

Aus dem Angeführten geht hervor, dafs die Entladungen der Maschine desto eher und desto stärker discontinuirlich werden, je gröfser die Fläche ist, welche sich mit Elektrizität beladen hat: und dies scheint mir begreiflich zu machen, wie überhaupt die Discontinuität der Entladung zu Stande kommen kann.

Die leitenden Flächen nämlich, so denke ich mir, nehmen innerhalb einer gewissen Zeit so lange Elektrizität auf, bis diese eine Dichtigkeit erlangt hat, bei welcher, je nach den Umständen, die Entladung beginnen kann; und hat sie einmal begonnen, so schiefst, bis auf einen unbedeutenden Rest, die gesammte Elektrizität so gut wie auf einmal heraus. Es bedarf dann wieder einer relativ längeren Zeit, damit die Flächen ihren Verlust durch neue Elektrizität ersetzt haben, und wann dies geschehen, erfolgt in ähnlicher Weise ein zweiter Ergufs.

Ich parallelisire also den Vorgang mit der bekannten und von Hrn. Riefs genauer untersuchten Erscheinung, dafs wenn die Leydener Flasche bei constanter Schlagweite entladen wird, die Entladung keineswegs auf das erste Minimum von Elektrizität beschränkt bleibt, sondern sich auf $\frac{1}{3}$ ihrer gesammten Menge erstreckt, ungeachtet, wegen abnehmender Dichtigkeit derselben, die Schlagweite offenbar für alle folgenden Portionen zu groß ist.

Man hat diese Erscheinung durch die Annahme erklärt, dafs die erste Portion übergehender Elektrizität allen folgenden die Bahn breche, dafs sie in der Luft einen Kanal

bilde, in welchem die übrige Electricität sich leichter bewegen und ausgleichen könne.

Ich will diese Annahme nicht bestreiten, aber es scheint mir doch, als sey sie allein nicht hinreichend zur Erklärung der Erscheinungen bei der Influenzmaschine, bei welchen, nachdem Funken bereits Bahn gebrochen haben, die Intermittenzen dennoch nicht aufhören.

Sowie die großen Conductoren die Form der Entladungen abändern, so verändern sie auch die Wärmewirkung derselben. Doch kommt, wenn man Messungen anstellen will, noch ein wichtiger Factor in Betracht, nämlich das Thermometer. Nirgends ist sein Einfluß so hervortretend wie hier; ehe ich ihn erkannte und, soweit es möglich ist, berücksichtigte, habe ich die widersprechendsten Resultate erhalten.

So zuvörderst ist die Anwendung zweier Thermometer, deren ich vorhin erwähnte, hier ganz unthunlich. Man bekommt mit ihr, wie mir wiederholte Messungen zeigten, immer dieselben Resultate, man mag den Elektroden die Conductoren anlegen oder nicht; stets erweist sich die Erwärmung am positiven Pol als die größere, und selbst die numerischen Werthe der Temperatur-Erhöhung sind in beiden Fällen so gut wie gleich.

Der Grund hiervon ist einfach der, daß die Entladung in beiden Fällen genau dieselbe Büschelform besitzt. Die Thermometer heben also durch ihre Anwesenheit zwischen den Polen die Wirkung der Conductoren vollständig auf.

Will man die letztere studiren, so ist durchaus erforderlich, die Entladung der Funkenform zu bewahren, welche sie durch die Conductoren erhält. Und dies geschieht, wenigstens annähernd, durch den Gebrauch eines einzigen Thermometers, welches man successive an den einen und den andern Pol bringt, und zwar in Berührung mit ihm.

Freilich sind auch hierbei die Funken nicht gleich; sie sind lebhafter und glänzender, wenn das Thermometer am negativen Pol steht, als im umgekehrten Fall. Aber es sind

doch in beiden Fällen wirkliche Funken, frei von Gezische und Büscheln; und so darf man denn wohl hoffen, wenigstens den Charakter der polaren Temperatur-Differenz richtig zu beobachten.

Wiederholte Beobachtungen haben mir nun das Resultat geliefert:

1) *Dafs bei der Funken-Entladung oder bei Anwendung von Conductoren die Erwärmung im Ganzen genommen eine geringere ist als bei der Büschel-Entladung oder ohne Conductoren.*

Dafs dabei auch die polare Temperatur-Differenz eine umgekehrte ist, d. h. die Erwärmung am negativen Pol gröfser ist als am positiven.

Belege dazu mögen folgende Beobachtungen liefern.

Die Pole waren Kugeln von 20^{mm} Durchmesser, das Thermometer den einen berührend, vom andern 12^{mm} abstehend. Zu seinem Steigen von 22° auf 32° C. waren erforderlichlich

ohne Conductoren
am + Pol 14 Kurbeldrehungen
" — Pol 24 "
mit Conductoren an beiden Polen
am + Pol 105 Kurbeldrehungen
" — Pol 58 "

Drei Monate früher erhielt ich unter ähnlichen Umständen für 10° C. Temperatur-Erhöhung

ohne Conductoren
Th. am + Pol 16 Kurbeldrehungen
" " — Pol 27 "
mit Conductoren an beiden Polen
Th. am + Pol 82 Kurbeldrehungen
" " — Pol 35 "

Bei diesen Versuchen waren die Conductoren den Elektroden blofs angelegt. Die polare Temperatur-Differenz behält aber denselben Charakter, wenn der Strom die Conductoren durchfließt. So waren in einem solchen Falle, um die Temperatur um 10° C. zu steigern, erforderlichlich

für Th. am + Pol 75 Kurbeldrehungen

„ „ „ — Pol 47 „

Legt man die Conductoren bloß an, so hängt indefs das Resultat, wenigstens in Betreff der polaren Temperatur-Differenz sehr davon ab, wo und wie man sie anlegt.

Bei den eben mitgetheilten Versuchen waren die Conductoren beide mit ihren Knöpfen auf die Knöpfe der Elektroden gelegt; sie hatten also einen gleichen und nicht großen Abstand von den Polen, zwischen welchen die Funken überschlügen. Dann ist ihre Wirkung am größten und so beschaffen, wie ich es angegeben habe.

Verbindet man sie dagegen durch längere, wenn auch dünne Drähte mit den Elektroden, oder giebt man dem einen Conductor einen anderen Abstand von den Polen als dem andern, so kann man das umgekehrte Resultat erhalten.

Damit zusammenhängend ist wohl die Erscheinung, daß die polare Temperatur-Differenz bei Anwendung eines *einzig* Conductors verschieden gefunden wird, je nachdem man diesen Conductor der positiven oder negativen Elektrode angelegt hat.

Liegt der Conductor an der negativen Elektrode, so ist der positive Pol der wärmere; — liegt er aber an der positiven, so ist es umgekehrt der negative Pol.

Aehnlich wie die *einseitige Anlegung* eines Conductors wirkt die *Ableitung* eines der Pole.

Setzt man den positiven Pol mit dem Erdboden in Verbindung, so sinkt an ihm die Temperatur bedeutend und wird der am negativen so gut wie gleich.

Leitet man dagegen den negativen Pol ab, so sinkt am positiven Pol die Temperatur zwar ebenfalls, aber viel weniger und sie bleibt *höher* als die am negativen, welche in beiden Fällen ziemlich denselben Werth behält, und zwar denselben, welchen sie auch ohne jede Ableitung besitzt.

So giebt es die Beobachtung mit *zwei* Thermometern, zwischen welchen der Einfluß der Ableitung auf die Entladungsform weniger hervortritt als bei der Beobachtung mit

einem Thermometer, bei welcher daher auch etwas andere Resultate erhalten werden.

Die Ableitung des negativen Pols ändert bei Anwendung zweier Thermometer die unsichtbare Büschel-Entladung so gut wie gar nicht; die Ableitung des positiven Pols dagegen mischt ihr Funken bei. In höherem Grade ist dieß der Fall, wenn man nur ein Thermometer anwendet.

Noch größeren Einfluss als die Conductoren hat auf die Gestalt und Wärmewirkung der elektrischen Entladungen die *Leydener Flasche*, sowohl die *einfache*, welche Hr. Holtz ursprünglich seiner Maschine beigegeben hat, als auch die *doppelte*, welche von mir seit etwa einem Jahr eingeführt worden ist.

Die Umwandlung der büschelförmigen Entladungen in compacte Funken von bedeutender Schlagweite ist allgemein bekannt und vielfach beobachtet und bewundert worden; was aber die Wärmewirkung der so modificirten Entladungen betrifft, so hat man sie bisher noch nicht in Untersuchung gezogen.

Als Resultat vielfacher Beobachtungen, die ich in dieser Beziehung angestellt, hat sich mir ergeben;

1) *Dafs die Wärmewirkung bei der Flaschen-Entladung im Ganzen viel geringer ist als bei der directen Entladung.*

2) *Dafs auch die polare Temperatur-Differenz sich bei ersterer umgekehrt verhält wie bei letzterer, dafs nämlich der negative Pol der wärmere ist.*

Die Wirkung der Flasche ist also ganz analog der der Conductoren, nur ist sie viel intensiver.

Zur Stütze dieser Angaben wähle ich aus meinem Tagebuch das mittlere Resultat einer Beobachtungsreihe, bei welcher ein Reaumur'sches Thermometer zwischen Kugeln von 20^{mm} Durchmesser stand, die eine berührend, von der andern 12^{mm} entfernt. Zum Steigen von 15° auf 25° erforderte es

ohne Flasche
am — Pol 35 Kurbeldrehungen,
„ + Pol 19 „

mit der Flasche
 am — Pol 100 Kurbeldrehungen,
 „ + Pol 130 „

In einer anderen Versuchsreihe wurde das mit der Flasche erreichbare Maximum beobachtet. Dasselbe betrug am + Pol 28°; am negativen Pol 31°.

Auf die *Entladungsform* der Flasche hat das Thermometer so gut wie keinen Einfluss. Die Entladung geschieht immer in compacten Funken, ohne büschelartige Beimengung.

Allein auf diese *Funken* selbst übt es doch eine sehr auffällige Wirkung aus.

Fürs Erste kann man diese Funken, wie die früher erwähnten, durch das Thermometer aus ihrer geradlinigen Richtung seitlich ablenken, bis zu ganz erheblichen Entfernungen wie durch eine Anziehung.

Zweitens folgen die Funken viel rascher auf einander, wenn ein Thermometer zwischen den Polen steht als wenn es nicht der Fall ist. Man könnte vielleicht glauben, dies geschehe, weil durch Einschaltung des Thermometers die Luftstrecke verkürzt wird. Dafs aber die Erscheinung ihren Grund darin nicht oder nicht allein hat, beweist der Umstand, dafs die Beschleunigung der Funken verschieden ist nach der Stellung des Thermometers, gröfser wenn es den einen oder anderen Pol berührt, namentlich den positiven, als wenn es mitten zwischen ihnen steht.

Wie das Thermometer wirkt übrigens auch ein blofser Glasstab oder ein Streif Horngummi. Auch dieses beschleunigt die Funken oder, was dasselbe ist, vergrößert die Schlagweite, wenn er dem positiven Pol angelegt wird.

Selbst wenn zwei Thermometer zwischen die Pole gestellt werden, behalten die Entladungen der Flasche noch die Form compacter Funken, und somit hat man Gelegenheit, durch einen einzigen Versuch zur unmittelbaren Anschauung zu bringen, dafs die Erwärmung am negativen Pol gröfser ist als am positiven.

Die Beschleunigung der Funken ist in diesem Falle noch gröfser als im vorherigen, ungeachtet sie mit einer gewissen

Widerspenstigkeit übergehen, denn sie machen, obwohl man selbst im Finstern nichts von Büscheln sieht, ein eigenthümlich zischendes Geräusch, und setzen pausenweise auch wohl aus, so dafs man die Rotationsgeschwindigkeit der Maschine vergrößern mufs, um sie in ununterbrochener Folge zu erhalten.

Aus der Gesammtheit der in dieser Arbeit mitgetheilten Beobachtungen glaube ich in den Schlufs ziehen zu dürfen:

Dafs die polare Temperatur-Differenz in keiner Beziehung steht zum Ursprung der Electricität, sondern nur abhängt von der Entladungsweise.

Geschieht die Entladung in reinen oder mit Funken untermischten Büscheln, so findet sich die gröfsere Erwärmung am positiven Pol; geschieht sie dagegen in compacten Funken, so ist es der negative Pol, an welchem die höhere Wärme auftritt.

Von der Inductions-Electricität hat man freilich bisher noch keine Büschel-Entladung unter gewöhnlichem Luftdruck zu erhalten vermocht, aber alles läfst glauben, dafs sie auch bei dieser eben so mit der Influenz-Electricität übereinkommen werde, wie bei der Funken-Entladung.

Wie übrigens die ungleiche Entladungsweise die Verschiedenheit der polaren Temperatur-Differenz hervorbringe, — das zu entscheiden, mufs einer künftigen Untersuchung überlassen bleiben.

Schliesslich will ich noch einen Versuch angeben, durch welchen der Einfluss der Entladungsweise auf die polare Temperatur-Differenz recht augenfällig dargethan werden kann.

Es sind dazu Conductoren in Form von Condensatoren erforderlich. Ich habe mir zwei solcher Condensatoren anfertigen lassen: platte linsenförmige Körper, hohl aus Zink gearbeitet, 10 par. Zoll im Durchmesser und $\frac{3}{4}$ in Dicke haltend. Mittelst eines Stiftes mitten auf einer ihrer ebenen Seitenflächen werden sie von einem Stativ in lothrechter

Stellung gehalten. Dicke Kupferdrähte verbinden sie mit der Maschine in der Weise, dafs sie einander beliebig nahe oder fern gestellt werden können.

Ist ihr gegenseitiger Abstand grofs, etwa 8 bis 9 Zoll, so wirken sie ganz wie die früheren Conductoren; verringert man aber denselben, so werden die Entladungen der Maschine immer mehr denen der Leydener Flasche ähnlich, bis sie zuletzt ganz mit ihnen zusammenfallen. Und es ist interessant zu sehen, wie bei diesem allmählichen Uebergang der helle Theil der Entladung am positiven Pol immer mehr an Helligkeit und Länge zunimmt, bis er zuletzt die ganze Polardistanz ausfüllt.

Bringt man nun, wie früher, zwei Thermometer zwischen die Pole, solchergestalt, dafs sie dieselben berühren und einen Abstand von etwa 12^{mm} zwischen sich lassen, so hat man Gelegenheit folgendes zu beobachten.

Stehen die Condensatoren weit auseinander, etwa 8 Zoll, so geschieht die Entladung der Maschine in mit Funken untermischten Büscheln. Nähert man sie aber einander bis auf etwa einen Zoll, bei welchem Abstand sie zwar durch gegenseitige Anziehung in starke Vibrationen gerathen, jedoch noch keine Funken zwischen sich überschlagen lassen, so entladet sich die Maschine in compacten Funken ohne Beimengung von Büscheln.

Im ersteren Fall zeigt das Thermometer am positiven Pol die höhere Temperatur, im letzteren Fall das am negativen Pol.

Somit hat man es also durch blofse Verschiebung der Condensatoren ganz in seiner Gewalt, die polare Temperatur-Differenz beliebig abzuändern.

V. *Ueber einen Apparat zur Messung sehr kleiner Zeiträume; von W. Hankel.*

(Aus d. Berichten d. K. Sächs. Gesellsch. d. Wiss. Febr. 1866; vom Hrn. Verf. übersandt.)

Behufs der Lösung gewisser Aufgaben war ich veranlaßt einen Apparat zu construiren, der sehr kleine Zeiträume mit ebenso viel Genauigkeit als Bequemlichkeit zu messen gestattete. Da derselbe wohl bei den meisten der in der Physik mannigfach vorkommenden Untersuchungen, welche die Messung sehr kleiner Zeiten erfordern, mit Vortheil benutzt werden kann, so hoffe ich, daß die Angabe seiner Einrichtung, die von den bisher angewandten in manchen nicht unwesentlichen Punkten abweicht, nicht ohne Interesse seyn wird.

Wie bei allen zu diesem Zwecke bestimmten Apparaten erfolgt auch bei meiner Einrichtung durch Zuhilfenahme einer nach bekannten Gesetzen vor sich gehenden Bewegung eine Verwandlung des Zeitunterschiedes in einen Raumunterschied, und zwar werden Anfangs- und Endpunkt des zu messenden Zeitraumes durch zwei mittelst galvanischer Ströme in Bewegung gesetzte Hebelvorrichtungen auf einem bewegten Körper verzeichnet.

Der bewegte Körper, auf welchem die Zeichen aufgetragen werden, besteht aus einem Paraffinring *A* (Fig. I, S. 139) der in eine Rinne 285^m im Durchmesser haltenden messingenen Scheibe *BD*, eingegossen ist. Die Rinne *A* ist 36^m breit und 8^m tief, und steht 5^m vom äußersten Rande der Scheibe ab. Um den Paraffinring herzustellen, wird die Scheibe genau horizontal gerichtet, und sodann erhitzt, bis die in die Rinne gelegten durch Alkana tief dunkelroth gefärbten Paraffinstücke¹⁾ geschmolzen sind.

1) Das zu dem Ringe verwandte Paraffin muß einen Zusatz von Stearin erhalten, um weniger zähe zu seyn; es würde sonst durch seinen Widerstand beim Einschlagen der nachher zu beschreibenden Spitzen die gleichförmige Rotation der Scheibe etwas beeinträchtigen können. An-

Nach dem Erkalten wird die Messingscheibe auf dem vorderen Ende *C* einer horizontalen Axe *CE* befestigt, welche durch ein großes aus sorgfältig gearbeiteten messingenen Zahnrädern und Getrieben gebildetes Räderwerk in gleichförmige Umdrehung gesetzt werden kann. Um nun aus der Oberfläche des Paraffins eine auf dieser Drehungsaxe *CE* senkrechte Ebene zu bilden, wird dieselbe mittelst eines mehr oder weniger breiten Meißels während des Umlaufs selbst abgedreht. Zu diesem Behufe wird nach dem Aufsetzen der Scheibe auf den Zapfen *C* vor ihrer linken Seite auf dem den ganzen Apparat tragenden starken Tisch ein hölzerner Support *FG* mittelst der Schraube *F* aufgeschraubt. Das obere Ende *G* dieses Supports befindet sich im Niveau des horizontalen Durchmessers der Scheibe *BD* und dient zum Auflegen der Meißel.

Um die Lage der Marken auf der Scheibe genau angeben zu können ist der auf der Vorderfläche neben dem Paraffinringe noch vorhandene 5^{mm} breite Rand in ganze und halbe Grade eingetheilt worden. Ueber dem höchsten Punkte dieses Randes befindet sich ein Nonius *HJ*, der noch Zehntel eines halben Grades zu messen gestattet. Dieser Nonius trägt zugleich in der Richtung des Radius der Scheibe ein kleines Lineal *HK*, das über die Paraffinfläche hinwegreicht. An der mit dem Nullpunkte des Nonius zusammenfallenden scharfen rechten Kante des Lineals werden die auf der Scheibe eingedrückten Marken eingestellt, und durch Ablesen des Nonius ihre Lage auf der Scheibe bestimmt. Die erwähnte scharfe Kante trägt noch eine Eintheilung in Millimeter, um den Abstand der Marken

fangs versuchte ich reines Stearin anzuwenden, das seiner Weichheit wegen gar sehr geeignet erschien, aber durch seine starke Zusammenziehung beim Erkalten Uebelstände veranlafte, indem der Ring breite Risse bekam, und sich, trotzdem daß das Stearin in der Rinne selbst geschmolzen war, öfter vom Metall ganz ablöste. Ich setzte daher dem Paraffin so viel Stearin zu, daß es möglichst seine Zähigkeit verliert, und die zuletzt genannten Uebelstände noch nicht eintreten. Das Färben der Substanz geschieht einfach durch Eintauchen von Alkannawurzel in die geschmolzene Masse.

vom äußeren Rande des Paraffinringes zu erkennen, und infolge dessen die Auffindung der zu den einzelnen Versuchen gehörigen Zeichen zu erleichtern. Während des Umlaufs der Scheibe wird der zwischen den Spitzen *L* und *M* bewegliche Nonius nach oben zurückgeschlagen.

Um nun die Geschwindigkeit, mit welcher die Scheibe umläuft, durch den Apparat selbst verzeichnen zu lassen, ist folgende Einrichtung getroffen. Die Welle *CE*, auf welcher die Scheibe sitzt, trägt in *N* einige Schraubengänge, in welche die Zähne eines kleinen Rades *O* eingreifen. Auf der Axe *PQ* dieses Rades befindet sich in *P* eine kleine spiralförmig gestaltete Scheibe, die an einer Stelle einen plötzlichen Abfall von 10^{mm} besitzt. Auf dem so gestalteten Rande dieser kleinen Scheibe liegt der Vorsprung *R* eines Hebels, der in der Stütze *SW* bei *S* seinen Drehpunkt hat, und in *T* einen eisernen Hammer trägt. Beim Umlaufen der spiralförmigen Scheibe wird durch den Vorsprung *R* der Hebel gehoben, und fällt dann plötzlich nieder, wenn der Vorsprung die Stelle des erwähnten Abfalles erreicht. Das Herabfallen des Hebels erfolgt genau nach 30 Umläufen des Paraffinringes.

Auf dem Hebel *ST* ist in *V* (isolirt durch Elfenbein) ein Messingstück befestigt, durch welches zwei an den unteren Enden mit Platinspitzen versehene Schrauben hindurchgehen. Diese Platinspitzen tauchen beim Herabfallen in zwei mit Quecksilber gefüllte Vertiefungen des Holzstückes *V'*, die mit den Polen einer galvanischen Kette in Verbindung stehen. Beim Herabfallen des Hebels wird also diese Kette geschlossen. Der Strom dieser Kette geht nun durch den einen Elektromagnet eines Registrirapparates, wie solche jetzt bei astronomischen Beobachtungen im Gebrauche sind, und erzeugt mittelst der Spitze eines durch den Elektromagnet in Bewegung gesetzten Hebels auf einem durch ein Uhrwerk vorbeigeführten Papierstreifen einen Eindruck.

Durch den zweiten gleich neben dem ersten stehenden Elektromagnet dieses Registrirapparates fließt ein anderer Strom, der durch einen mit einer Secundenuhr verbundenen

Krille'schen Unterbrecher¹⁾ jede Secunde geschlossen und geöffnet wird; die Spitze des zu ihm gehörigen Hebels erzeugt also auf dem zuvor erwähnten Papierstreifen jede Secunde einen Eindruck²⁾). Aus den in neben einander liegenden Reihen befindlichen Eindrücken läßt sich die während 30 Umläufen des Paraffinringes verflossene Zeit bis auf wenige Hundertstel einer Secunde bestimmen, und sonach die Umdrehungsgeschwindigkeit desselben mit großer Genauigkeit berechnen.

Nach Erläuterung des zur Messung der Rotationsgeschwindigkeit des Paraffinringes dienenden Verfahrens gehe ich zu der Beschreibung derjenigen Vorrichtung über, durch welche die Marken, welche den Anfangs- und Endpunkt des zu messenden sehr kleinen Zeitintervalles bezeichnen sollen, auf dem Paraffinringe hervorgebracht werden.

Vor der rechten Seite des Paraffinringes stehen im Niveau des horizontalen Durchmessers der Scheibe *BD*, 16,6^{mm} von einander entfernt, die Spitzen *a*, *a* zweier Hebel *l*, *l*, welche durch zwei Elektromagnete in Bewegung gesetzt

- 1) Der Krille'sche Unterbrecher besteht aus zwei kleinen mit engen seitlichen Oeffnungen versehenen und mit Quecksilber gefüllten Gefäßen. Die beiden Oeffnungen stehen einander in so geringem Abstände gegenüber, daß das Quecksilber zwischen ihnen einen kurzen Faden bildet, ohne auszufließen. In die beiden Quecksilbergefäße werden die Enden der galvanischen Kette geleitet; so lange der Quecksilberfaden besteht, ist dieselbe geschlossen. Bei der von mir gewählten Einrichtung wurde derselbe durch ein schmales Glimmerblättchen, das an einem durch das Pendel einer Secundenuhr bewegten Hebelarme befestigt war, durchgeschnitten, und somit in jeder Secunde die Kette einmal geöffnet. Da das Glimmerblättchen nur schmal war, so trat es gegen Ende jeder Schwingung des Pendels aus der Verbindungslinie beider Oeffnungen heraus, und das sofortige Zusammenfließen des Quecksilbers schloß die Kette von Neuem.
- 2) Ist das Glimmerblättchen in Bezug auf den Hin- und Hergang des Pendels nicht genau gleich gestellt, so sind die Intervalle zwischen den geraden und ungeraden Schlägen den Intervallen zwischen den ungeraden und geraden Schlägen nicht gleich. Man hat dann entweder eine Correction an die einzelnen Secunden anzubringen, oder muß die Abstände der Eindrücke des anderen Elektromagnets nur von den geraden, oder nur von den ungeraden Secundenschlägen aus abmessen.

werden, und beim Vorwärtsschlagen einen schwachen Ein-
druck in der Paraffinmasse erzeugen.

Diese Hebel sammt den Elektromagneten befinden sich auf einer 11^{mm} dicken Messingplatte *bb*, die sich vor dem Paraffinringe in einer mit seiner Ebene parallelen Richtung zwischen zwei Leisten *cc* und *d* verschieben läßt; die durch die Leiste *cc* hindurchgehende Schraube *e* drückt die Messingplatte stets an die der Scheibe zunächst liegende Leiste *d* an. Die Verschiebung der Messingplatte zwischen ihren Leisten um bestimmte kleine Strecken wird durch die Schraube *f* bewirkt, welche gegen den rechten Rand der Platte drückt.

An dem uns zugewandten Rande der Messingplatte erheben sich zwei starke 75^{mm} breite und 40^{mm} hohe Eisenstücke *gg*, *gg*. In jedes dieser Eisenstücke sind zwei etwas über 10^{mm} dicke, und gegen 100^{mm} lange massive Eisenkerne eingeschraubt; auf jeden derselben ist eine aus vielen Windungen eines mäfsig starken mit Seide überspannenen Kupferdrahtes gebildete Spirale *h*, *h*, *h*, *h* aufgeschoben. Je zwei dieser Eisenkerne, welche in demselben Eisenstücke sitzen, bilden einen hufeisenförmigen Magnet, wenn die betreffenden Spiralen in entsprechender Weise mit einer galvanischen Kette verbunden werden.

Vor den beiden Polen der Elektromagnete hängen zwei aus Eisenplatten von 60^{mm} Breite, 36^{mm} Höhe und fast 5^{mm} Dicke bestehende Anker *i*, *i*, die um Spitzen, welche in drei starken von der Messingplatte sich erhebenden Messingstützen *k*, *k*, *k* angebracht sind, sich drehen. Werden diese Anker gegen die Pole der Elektromagnete gezogen, so bewegen sich die oberhalb ihrer Drehaxe befindlichen Hebel *l*, *l* mit ihren Spitzen *a*, *a* gegen den Paraffinring. Nach dem Oeffnen der Kette ziehen die an den Armen *r*, *r* wirkenden Spiralfedern *m* (Fig. 1 und 2, S. 139), deren Spannung durch die Schrauben *n* vergrößert und verkleinert werden kann, die Anker wieder zurück. Die Hubhöhe (der den Ankern gestattete Weg) wird durch die Schraube *o* regulirt.

Fig. 1.

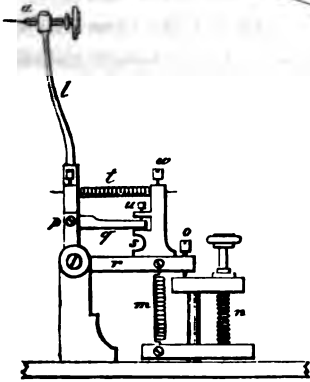
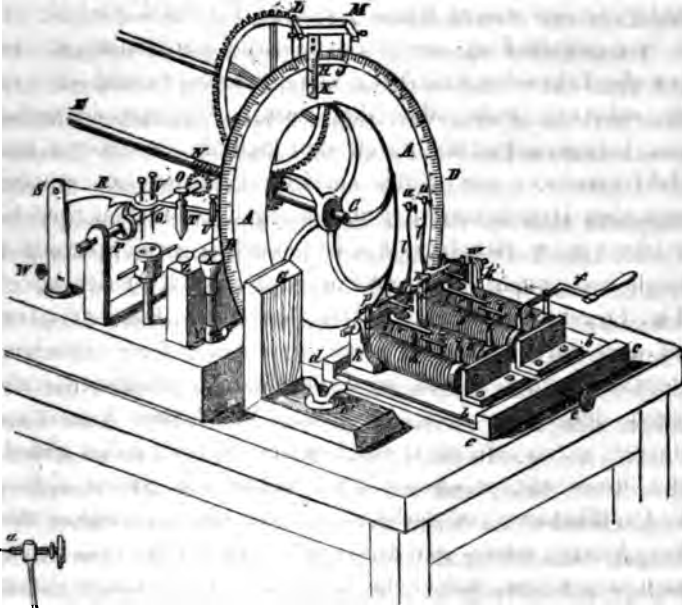


Fig. 2.

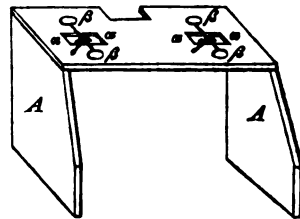


Fig. 3.

Man sieht leicht ein, daß die Spitzen nicht während eines längeren Schlusses der durch die Spiralen der Elektromagnete geleiteten elektrischen Ströme in die Paraffinmasse eingedrückt bleiben dürfen, indem sonst anstatt kurzer Marken vollständige Kreise in das Paraffin verzeichnet würden. Dies ließe sich allerdings vermeiden, wenn man die Hebel *l, l* aus einem federnden Stäbchen bildete; indefs nehmen die Schwingungsweiten eines solchen so langsam ab,

dafs man anstatt einer einzigen Marke in der Paraffinmasse zahlreiche auf einem Kreise liegende Eindrücke erhält. Da es nur auf die Lage des ersten Eindrucks ankömmt, so werden die folgenden Eindrücke keine Störung bewirken, wenn sie sich nur nicht über den ganzen Umkreis erstrecken. Um jedoch jedenfalls durch den Schlufs der Kette eines Elektromagnets nur einen einzigen Eindruck zu erhalten, mufs den Hebelarmen l, l so zu sagen ein Gelenk gegeben werden; jeder Hebelarm l, l ist zwischen zwei Spitzen, die durch nach oben gerichtete Fortsätze p (Fig. 2) der Anker δ (Fig. 1) gehen, beweglich. Der horizontale Fortsatz q ruht auf dem durch den Arm r mit dem Anker festverbundenen kleinen Ansatz s und wird durch die Spiralfeder t stets gegen denselben zurückgezogen. Wird der Anker vom Magnet angezogen, so treibt also der Fortsatz s den Hebel l , und die in seinem oberen Ende befindliche Spitze a gegen die Paraffinmasse; infolge der erlangten Geschwindigkeit fliegt diese Spitze, sobald der Anker plötzlich an die Pole schlägt noch weiter vor, indem die kleine Feder t etwas nachgiebt; die Weite, um welche die Spitze nach vorwärts geht, wird durch die Schraube u regulirt. Sobald aber die Spitze in die Paraffinscheibe gedrungen, zieht die Feder t den Arm l zurück. Durch die Stellung der Federn m und t , der Schrauben o und u , und der in den Köpfen a ebenfalls vorhandenen Schrauben kann nun die Anordnung so getroffen werden, dafs beim Schlufs der Ketten die Spitzen a, a in die Paraffinscheibe einschlagen, sofort aber durch die Federn t zurückgezogen werden, und bei fortdauerndem Schlusse der Ketten die Paraffinscheibe nicht weiter berühren, jeder Schlufs der Kette also nur eine einzige Marke erzeugt, die jedoch nicht als Punkt, sondern je nach der Spannung der Federn t und der Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe als ein Strich von einem oder einigen Millimetern Länge erscheint. Durch die zuvor genannten Mittel läfst es sich auch bewerkstelligen, dafs die beiden Spitzen vom Eintritt des Stromes an bis zum Einschlagen in das Paraffin gleiche oder wenigstens sehr nahe gleiche Zeit ge-

brauchen. Ich werde indefs später zeigen, daß eine absolute Gleichheit dieser Hubzeit, wie ich es nennen möchte, nicht nöthig ist, indem der etwa vorhandene Unterschied in in den beiden Hubzeiten bei jeder Versuchsreihe gemessen und in Rechnung gebracht wird. Die Spitzen läßt man stets nur so weit einschlagen, daß ihr Eindruck eben noch deutlich erkannt wird.

Um eine Reihe von Versuchen hintereinander ausführen zu können, ist, wie bereits erwähnt, die Messingplatte mit den Elektromagneten und den Hebeln und Spitzen a , a in einer der Scheibe BD parallelen Richtung verschiebbar. Man stellt dieselbe zunächst so, daß die rechte Spitze a nahe am rechten Rande des Paraffinringes A steht; ist durch den Schlufs der Ketten auf diesem Ringe von jeder Spitze eine Marke erzeugt, so werden durch Umdrehen der Schraube f die Messingplatte und somit die Spitzen a , a etwas nach links verschoben und dies so lange wiederholt, bis die linke Spitze den linken Rand des Paraffinringes nahe erreicht. Mittelst des kleinen quer über den Ring gelegten Lineals HK lassen sich die beiden zusammengehörigen Marken, deren Winkelabstand gemessen werden soll, leicht herausfinden, indem ihr Abstand auf dem Radius unverändert $16,6^{\text{mm}}$ beträgt.

Bei gewissen Vorgängen, z. B. bei Messungen der Fortpflanzung von Schwingungen, werden entweder für beide oder wenigstens für den einen Elektromagnet die Umstände so sich gestalten können, daß in rasch aufeinander folgenden Zeitmomenten der Schlufs beider oder der einen Kette sich öfter wiederholt. Da nun in der kurzen Zwischenzeit zwischen zwei Schwingungen eine Verschiebung der Messingplatte sammt den Spitzen a , a durch die Schraube f nicht ausführbar ist, so bedurfte der Apparat noch eines weiteren Zusatzes, um nur der ersten Schwingung den Schlufs der Ketten zu gestatten, während allen nachfolgenden dies versagt ist. Die zu diesem Zwecke construirte Vorrichtung besteht aus einer kleinen hölzernen Bank, A , A Fig. 3, die mit ihren Seitenwänden auf dem rechten und linken Rande

der Messingplatte bb (Fig. 1) ruht und deren oberes Querbrettchen ein wenig höher als das Ende der Schrauben w liegt. Oberhalb der beiden Schrauben w (Fig. 1 und 2) hat das Brettchen zwei längliche Oeffnungen $\alpha\alpha$ und $\alpha\alpha$. Neben jeder Oeffnung befindet sich in einer auf der Scheibe senkrechten Richtung, also vor und hinter der Oeffnung eine kleine Vertiefung β , β , und β , β , deren Rand nach der Oeffnung hin etwas eingeschnitten ist. In der durch diese Einschnitte gebildeten sehr schmalen Rinne liegt ein Stückchen nicht zu dünnen Platindrahtes, das an dem über der Durchbohrung befindlichen Theile ein kleines vertikales Bleistückchen γ und γ trägt. Jedes dieser Bleistückchen liegt, wenn die Ketten der Elektromagnete nicht geschlossen sind, an einer der Schrauben, w an. Die vier zuvor genannten Vertiefungen (Näpfchen β) sind mit Quecksilber gefüllt, und der Platindraht besitzt eine solche Länge, daß er bei der zuvor bezeichneten Lage in beide Quecksilbermassen eintaucht. Durch diesen Draht wird nun mittelst der Quecksilbermassen der Strom, der zu den Elektromagneten gehen soll, geleitet. Sobald ein Elektromagnet seinen Anker anzieht, stößt die zu ihm gehörige Schraube w das Bleistück, und somit auch den Platindraht vorwärts nach der Scheibe hin. Giebt man dem hinteren Ende des Platindrahtes gerade eine solche Länge, daß es nach dem Vorwärtsschieben durch die Schraube w das Quecksilber in seinem Näpfchen nicht mehr berührt, so ist dadurch der Strom dieses Elektromagnets für jeden folgenden (z. B. durch die sich wiederholenden Schwingungen bewirkten) Vorgang, der bei seinem ersten Auftreten den Schluß der Kette zu bewirken vermochte, vollständig unterbrochen; es entstehen auf der Scheibe also keine weiteren Zeichen.

Oben wurde bereits erwähnt, daß eine völlige Gleichheit in der Hubzeit der beiden Elektromagnete, deren Spitzen in die Paraffinscheibe schlagen, nicht erforderlich ist; es genügt, wenn diese Hubzeit für jeden einzelnen constant, oder auch selbst proportional mit der Zeit veränderlich ist. Es läßt sich nämlich leicht eine solche Einrichtung treffen, daß

während einer Versuchsreihe der Unterschied in der Hubzeit genau gemessen werden kann.

Zu diesem Zwecke gehen die Ströme, welche die beiden genannten Elektromagnete wirksam machen sollen, durch eine Art von Commutator, der so eingerichtet ist, daß in der einen Lage seines Bügels die Elemente beider Ketten sich aneinanderfügen, und ihren Strom durch die gleichfalls aneinander gefügten Spiralen beider Elektromagnete senden, während in der anderen Lage jede Kette ihren Strom nur durch die Spiralen des ihr speciell angehörigen Magnets in den gewünschten Augenblicken führt. Dieser Umstand erfordert aber, daß die beiden Ketten sammt Größe und Form der auf ihren Umkreisen liegenden Widerstände möglichst nahe gleich sind, damit bei Vereinigung beider Ketten zu einer die Einwirkungen auf beide Elektromagnete möglichst nahe dieselben bleiben, wie bei ihrer gesonderten Wirkung. Dies ist selbstverständlich nur mit vollkommen constanten Elementen zu erzielen; leider erfreuen wir uns aber noch nicht des Glückes, kräftige constante Elemente zu besitzen, die man lange Zeit, ohne ihre Abnutzung befürchten zu müssen, stehen lassen kann. Da es bei dem Gebrauche des beschriebenen Apparates aber nicht unwesentlich ist, daß derselbe zu jeder Zeit sogleich bereit steht, ohne daß man erst mit der Zusammensetzung der gavanischen Elemente sich zu befassen braucht, so habe ich, wo es nicht auf Genauigkeit von weniger als 0,0003 Secunden ankam, für jeden Elektromagnet eine aus 6 Elementen (Kohle, amalgamirtes Zink und verdünnte Schwefelsäure) bestehende Kette angewandt. Die sechs Kohlen- und Zinkstücke jeder Kette lassen sich durch Umdrehen einer Schraube in ihren Glasgefäßen heben und senken; es bedarf nur einiger Umdrehungen dieser Schraube, um die Kette zum Gebrauch fertig zu haben; nach Beendigung der Messungen werden durch umgekehrte Drehung der Schrauben die Kohlen- und Zinkstücke so weit gehoben, daß sie nicht mehr in die Schwefelsäure tauchen. Der Apparat bleibt auf diese Weise, da bei den Versuchen die Ketten stets nur auf sehr kurze

Zeit geschlossen werden, mehrere Monate lang selbst ohne Erneuerung der Flüssigkeit brauchbar. Aber auch selbst bei dem kurzen Schlufs tritt, wie man aus den weiterhin mitgetheilten Versuchsreihen ersehen kann, Polarisation ein, und es darf nicht erwartet werden, dafs dieselbe selbst bei gleich lange dauernder Schließung für beide Ketten genau dieselbe ist, oder bei darauf erfolgter, ebenfalls gleich lange dauernder Oeffnung bis auf denselben Betrag wieder verschwindet. Der Apparat gestattet alle diese Schwankungen zu messen; übersteigen sie die Gränzen der beabsichtigten Genauigkeit, so müssen die zuvor beschriebenen Elemente durch constante ersetzt werden.

Bestimmung der Schwankungen in der Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe und in der Hubzeit der beiden Elektromagnete.

Die S. 143 beschriebenen 12 Elemente aus amalgamirtem Zink, Kohle und verdünnter Schwefelsäure waren hinter einander zu einer Kette verbunden, deren Strom die beiden Elektromagnete nach einander durchlief; geschlossen wurde die Kette durch das Herabfallen des Hammers *T* (Fig. 1), indem dabei die Platinspitze *U* in das Quecksilber des Gefäßes *X* tauchte.

Gleichzeitig bewirkte das Herabfallen des Hammers durch Eintauchen der beiden Platindrähte *V* in die mit Quecksilber gefüllten Vertiefungen des Holzstückes *V'* in der S. 136 bezeichneten Weise den Schlufs der Kette des einen Elektromagnets im Registrirapparate, während die Kette des anderen Elektromagnets dieses Apparates durch eine Uhr jede Secunde geschlossen und geöffnet wurde.

In der nachstehenden Tabelle enthält die erste Columne die Nummer der aufeinander folgenden Schläge des Hammers, die zweite die diesen Schlägen entsprechenden, auf dem Papierstreifen des Registrirapparates abgelesenen Zeiten, die dritte die Differenzen dieser Zeiten, oder die zur Vollendung von 30 Umdrehungen verbrauchten Zeiten, die vierte die Lage der Anfänge der auf der Parafünscheibe durch die rechte Spitze gemachten Marken, die fünfte die Lage der

Anfänge der gleichzeitig von der linken Spitze erzeugten **Marken**, und die sechste die Differenz der Lagen je zweier **gleichzeitig gemachter Marken**.

1	22,40	7,63	323,5°	331,1°	7,6°
2	30,03	7,59	322,5	330,0	7,5
3	37,62	7,61	322,2	329,9	7,7
4	45,23	7,60	321,5	329,0	7,5
5	52,83	7,63	322,2	329,8	7,6
6	60,46	7,60	320,7	328,5	7,8
7	68,06	7,52	322,2	329,8	7,7
8	75,58		322,3	329,6	7,3

Die zweite Columnne ergibt die mittlere Dauer von je 30 Umläufen = 7,597 Secunden; die größte Abweichung davon (zwischen 7 und 8) beträgt 0,077 Sec. In dieser Gröfse sind aber nicht blofs die Unregelmäßigkeiten der Rotation der Scheibe, sondern auch die bei der Messung der Zeit mittelst des Registrirapparates begangenen Fehler enthalten¹⁾.

Aus der mittleren Dauer von 30 Umläufen (= 7,597 Sec.) erhält man die Zeit, in welcher die Paraffinscheibe sich um 1° gedreht hat, = 0,0007034 Sec. Das Mittel aus den Zahlen der letzten Columnne, welche die Differenzen der Lagen je zweier zusammengehöriger Marken namhaft machen, ist 7,575°: zu einer Drehung von 7,575° ist mithin die Zeit von 0,005328 Sec. erforderlich: um dieses Intervall schlug also im Mittel die linke Spitze später in den Paraffinring als die rechte. Die größte Abweichung von dem mittleren Unterschiede beträgt 0,275° (in No. 6); ihr entspricht die Zeit 0,0001934 Sec. Die Abweichungen in der Differenz der Hubzeiten beider Magnete von dem mittleren Werthe übersteigen also nicht 0,0002 Sec.

Die kleinen Unterschiede zwischen den Zahlen der vierten und ebenso zwischen den Zahlen der fünften Columnne sind durch den nicht stets in gleicher Weise erfolgten Abfall des Hammers entstanden, und haben auf die Genauigkeit der Messungen keinen bemerkbaren Einfluss; denn diese

1) Der Registrirapparat war aus einem älteren, von den Telegraphenstationen ausrangirten Stöhrer'schen Doppelstiftapparate hergestellt worden.

Unterschiede sind zu gering, als dafs sie bei der Zeitmessung mittelst des Registrirapparates, wo allerdings der Fall des Hammers die eine Marke hervorbringt, Bedeutung erlangen könnten, und bei den Marken der Paraffinscheibe handelt es sich nur um die Differenzen ihrer Lage.

Zum weiteren Nachweise, dafs die Abweichungen in den Differenzen der Hubzeiten den oben gefundenen Werth von 0,0002 Sec. nicht erheblich übersteigen, führe ich noch die Lagen der Marken auf der Paraffinscheibe aus einer anderen der obigen analogen Versuchsreihe an; die Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe war bei dieser zweiten Beobachtungsreihe gröfser als zuvor; die Dauer von 300 Umläufen derselben betrug nur 63,26 Sec.

	Lagen der Marken der		Differenz
	rechten Spitze	linken Spitze	
1	349,1	354,7	5,6
2	348,0	353,8	5,8
3	349,9	355,4	5,5
4	348,4	354,5	6,1
5	349,0	355,3	6,3
6	349,6	355,6	6,0
7	349,7	354,7	6,0
8	349,2	355,4	6,2
9	350,0	356,6	6,6
10	348,1	354,0	5,9
11	346,5	352,5	6,0

Der Mittelwerth der Differenzen beträgt 6,0¹). Aus der zuvor über die Dauer von 300 Umdrehungen gemachten Angabe folgt die Zeit, in welcher sich die Scheibe um 1° dreht, = 0,0005857 Sec. Die gröfste Abweichung in den Differenzen vom Mittel steigt nur auf 0,5°; dem entspricht

1) Zwischen dieser und der vorhergehenden Versuchsreihe liegt ein Zeitraum von $\frac{1}{2}$ Jahr, in welcher Zeit mancherlei Aenderungen am Apparat vorgenommen worden waren; diefs erklärt die Abweichung in den mittleren Werthen der Differenzen.

eine Zeitdauer von 0,000293 Sec., also ein nur wenig größerer Werth als zuvor.

Uebrigens kann in der letzten Versuchsreihe ein Theil der Abweichungen auch noch dadurch bewirkt worden seyn, daß die Paraffinscheibe nicht vollständig eben abgedreht worden ist, sondern am inneren Rande mit ihrer Oberfläche etwas tiefer gelegen hat als in der Mitte und am rechten Rande. Dies würde wenigstens den Umstand erklären, daß das Mittel aus den 5 ersten Versuchen etwas kleiner sich darstellt, als aus den 5 letzten; bei der angenommenen Beschaffenheit der Oberfläche des Paraffinringes hätte die linke Spitze bei den letzten fünf Versuchen einen etwas weiteren Weg zurückzulegen gehabt, als bei den ersten fünf.

Bestimmung der Genauigkeit, mit welcher die Hand auf ein Zeichen eine Marke zu geben vermag.

Wenn wir auf ein gegebenes Zeichen eine Bewegung mit der Hand ausführen sollen, so vergeht vom Augenblicke des Eintretens des Zeichens bis zur Vollziehung dieser Bewegung ein gewisser Zeitraum, und es kann gefragt werden, wie groß dieser Zeitraum sey, und welche Schwankungen in diesen Messungen auftreten. Ich wende mich zunächst zur Beobachtung der letzten Frage.

Wie schon oben S. 143 bemerkt, konnte durch Umlegen eines Commutators die Verbindung der beiden Batterien von je 6 Elementen erstens so hergestellt werden, daß die Ströme beider aneinandergesetzt die Spiralen der beiden Elektromagnete durchliefen; zweitens aber auch so, daß der Strom je einer Batterie aus 6 Elementen durch die Spiralen nur je eines der vor der Paraffinscheibe liegenden Elektromagnete ging. Dabei war im letzteren Falle die Einrichtung so getroffen, daß der Schluß der einen Kette durch die Platinspitze (Fig. 1) *U* des am Apparate befindlichen Hammers erfolgte, während die andere Kette einen sogenannten Taster, wie er beim Telegraphiren mit dem Morse'schen Apparate angewendet wird, enthielt, und durch Niederdrücken des Hebels an diesem Taster geschlossen wurde. Der Ham-



mer *T* fiel auf ein Metallstück *Z*, und erzeugte infolge dessen einen scharfen kurzen Schlag; gleichzeitig tauchte die Platinspitze *U* in das Quecksilber des Gefäßes *X* und schloß dadurch die erste Kette. Auf die Wahrnehmung dieses Schlages durch das Gehörorgan drückte ich mit meiner rechten Hand den Hebel des Tasters nieder, und schloß dadurch die zweite Kette.

Um stets den Unterschied in der Hubzeit der beiden Elektromagnete in Rechnung ziehen zu können, wurde derselbe bei jeder Versuchsreihe drei Mal gemessen. Gewöhnlich bestand eine Versuchsreihe, wie ich gleich eine solche ausführlich mittheilen werde, aus 11 Messungen; bei der 1., 6., 11. Messung war der Commutator so gelegt, daß beide Ketten durch beide Elektromagnete gingen; wurde während die Platinspitze am Hammer ins Quecksilber tauchte, der Hebel des Tasters niedergedrückt, so wurde die ganze Kette geschlossen, und beide Elektromagnete schlugen (bis auf den Unterschied in ihrer Hubzeit) gleichzeitig. Bei den Messungen 2 bis 5 incl. 7 bis 10 incl. dagegen schloß das Fallen des Hammers die eine Kette von 6 Elementen, und die Spitze des zugehörigen Elektromagnets machte eine Marke in den Paraffinring, während die Spitze des anderen Elektromagnets erst durch das Niederdrücken des Tasters mittelst der Hand in Bewegung gesetzt wurde.

Die ausführliche Mittheilung einer Versuchsreihe wird die Einzelheiten noch klarer machen.

No. der Versuche	Zeitpunkt in welchem der Hammer fällt	Lage der Marken der linken Spitze	Lage der Marken der rechten Spitze	Unterschied in den Lagen der beiden Marken
1	0,17	242,6	236,5	6,1
2		350,0	215,1	225,1
3		350,0	196,6	206,6
4		349,6	199,3	209,7
5		348,5	195,0	206,5
6		191,4	185,0	6,4
7		344,5	164,0	179,5
8		345,4	184,5	199,4
9		347,7	188,6	200,9
10		347,8	190,5	202,7
11	79,84	182,5	186,2	6,3

Aus den beiden Zahlen der zweiten Columne ergibt sich **de zu 300 Umläufen der Paraffinscheibe verbrauchte Zeit = 79,67 Secunde.**

Die Marken, deren Lage in der dritten Columne verzeichnet sind, wurden mit Ausschluss der Versuche 1, 6 und 11 durch den herabfallenden Hammer erzeugt, während die Marken 1, 6 und 11 dieser Columne, so wie sämtliche in der vierten Columne aufgeführte Marken dem Niederdrücken des Hebels am Taster mit der Hand ihre Entstehung verdanken, und zwar sind die unter 2, 3, 4, 5 und 7, 8, 9 und 10 der letztgenannten Columne eingetragenen Marken durch den Strom der einen Kette aus 6 Elementen, dagegen die zu 1, 6 und 11 in der dritten und vierten gehörigen Marken durch den vereinigten Strom beider Ketten, d. h. einer aus 12 Elementen gebildeten Kette, erzeugt.

Aus den Differenzen der No. 1, 6 und 11 in den genannten beiden Columnen ergibt sich der Unterschied in der Hubzeit beider Elektromagnete im Mittel = $6,3^{\circ}$; um so viel schlägt die linke Spitze später als die rechte.

Die Differenzen der übrigen Zahlen der dritten und vierten Columne liefern das Zeitintervall zwischen dem Entstehen des Tones und des infolge seines Hörens mit der Hand auf den Hebel des Tasters ausgeführten Drucks. Das Mittel der Differenzen 2 bis 6 ist = $212,0^{\circ}$; das Mittel der Differenzen 7 bis 11 ist = $195,5^{\circ}$; das Mittel aus allen 8 Versuchen also = $203,7^{\circ}$. Da nun die Hubzeit des linken Elektromagnets, der durch das Fallen des Hammers in Bewegung gesetzt ist, um $6,3^{\circ}$ grösser ist, so ist das vorstehende Mittel um diesen Betrag zu erhöhen, so dass das mittlere Zeitintervall zwischen dem Entstehen des Tones und dem ausgeübten Drucke der Hand durch eine Drehung der Paraffinscheibe um $210,0^{\circ}$ gemessen wird. Mit Rücksicht auf die zuvor genannte Umlaufszeit von 300 Rotationen entspricht eine Drehung von 1° der Scheibe $0,0007374$ Sec.

Die Abweichungen der einzelnen Versuche von dem obigen Mittel betragen:

in No.	in Graden	in Zeit
2	+ 21,4°	+ 0,0158 Sec.
3	+ 2,9	+ 0,0021 »
4	+ 6,0	+ 0,0041 »
5	+ 2,8	+ 0,0021 »
7	- 24,2	- 0,0178 »
8	- 4,6	- 0,0034 »
9	- 2,8	- 0,0021 »
10	- 1,0	- 0,0007 »

Die größte Abweichung eines einzelnen Versuchs vom Mittel steigt hiernach bis 0,0178 Secunde, erreicht also noch nicht den Werth von 0,02 Sec.

Bei einer anderen ähnlichen Versuchsreihe, wobei der Hammer nicht auf ein Platinblech, sondern auf eine Metallglocke schlug, aber ebenfalls einen kurzen und scharfen Ton erzeugte, betrug das Maximum der Abweichung eines Versuchs vom Mittel aus 8 Versuchen 0,01409 Sec.

Aehnliche Resultate gaben andere Versuchsreihen, so daß ich also behaupten darf, daß ich bei gehöriger Aufmerksamkeit und Uebung innerhalb einer Schwankung von noch nicht 0,02 Sec. auf das Hören eines scharfen, kurzen Schlages oder Tones ein Zeichen mit der Hand (durch Druck) zu geben vermag.

Bestimmung der Zeit, welche zwischen der Entstehung eines Tones und einem infolge der Wahrnehmung desselben mittelst der Hand ausgeübten Drucke verfließt.

Nicht bloß mit Rücksicht auf die Physiologie, sondern auch mit Rücksicht auf physikalische Untersuchungen sowie auf die praktische Astronomie ist die Beantwortung der Frage: welche Zeit vergeht zwischen dem Eintreten einer Erscheinung und eines unmittelbar nach ihrer Wahrnehmung mittelst eines Druckes der Hand gegebenen Zeichens, von Interesse. Ich will zunächst die Frage beantworten, wie groß dieser Zeitraum werde, wenn ein scharfer kurzer Schlag oder Ton mittelst des Gehörs wahrgenommen wird.

Die bereits in dem vorhergehenden Abschnitte ausführ-

lich mitgetheilte Versuchsreihe kann sofort zur Lösung der betreffenden Frage benutzt werden. Der herabfallende Hammer schloß möglichst genau in dem Augenblicke, wo er auf das Blech auftraf, durch das Eintauchen der Platinspitze *U* in das Quecksilber *X* die Kette des linken Elektromagnets. Um jedoch bei dem, wenn auch nur geringen, doch stets vorhandenen Zurückspringen des Hammers eine neue Oeffnung der Kette infolge eines Heraustretens der Platinspitze aus dem Quecksilber nach dem ersten Eintauchen unmöglich zu machen, mußte die Platinspitze ein wenig früher die Quecksilberfläche berühren, als der Hammer die metallische Unterlage (ein auf ein Kupferstück gelöthetes Platinstück) erreichte. Infolge dieses Umstandes wird der nachher zu ermittelnde Zeitunterschied etwas zu groß gefunden, indess ist der Fehler nur unbedeutend; übrigens läßt er sich, wie ich sogleich zeigen werde, durch eine geringe Aenderung des Apparates bestimmen und in Rechnung ziehen.

Sehen wir zunächst von ihm ab, d. h. nehmen an, daß die Kette des linken Elektromagnets in demselben Augenblicke geschlossen werde, in welchem der fallende Hammer das untergelegte Blech trifft, so lehrt die Versuchsreihe des vorhergehenden Abschnittes, daß zwischen der Entstehung des Tones und der unmittelbar darauf ausgeführten Druckbewegung im Mittel eine Zeit verfließt, welche bei der S. 149 angegebenen Rotationsgeschwindigkeit einem Lagenunterschiede der Marken von $210,0^\circ$ entspricht. Da nun $1^\circ = 0,0007374$ Sec. ist, so betragen $210,0^\circ$, $0,1549$ Sec.

Das Ohr stand bei den betreffenden Versuchen um $0,6$ Meter von dem Orte der Erzeugung des Schalles ab. Um den Weg von $0,6$ Meter zu durchlaufen, bedarf die Schallbewegung $0,0018$ Sec. Wird dieser Werth von $0,1549$ Sec. abgezogen, so bleiben $0,1531$ Sec. Dieses Zeitintervall verfloß also, bevor ich im Stande war, auf die Wahrnehmung eines Tones durch den Druck mit der Hand ein Zeichen zu geben.

Zuvor wurde erwähnt, daß die Platinspitze ein wenig früher die Quecksilberfläche erreicht hat, als der Hammer

seine metallische Unterlage. Der Unterschied betrug dem Raume nach ungefähr $\frac{1}{2}$ Millimeter. Die infolge des Falles des Hammers erzeugte Marke entsteht also etwas früher als der Ton. Es ist leicht, mittelst des Apparates selbst die zwischen dem Eintauchen der Platinspitze in das Quecksilber und dem Aufschlagen des Hammers verflossene Zeit zu messen.

Zu diesem Behufe wurde anstatt des gläsernen mit Quecksilber gefüllten Gefäßes X ein hölzernes angebracht, das durch eine Glaswand in zwei getrennte Hälften geschieden war, und die bisher angewandte eine Platinspitze durch zwei mittelst Elfenbein von einander isolirte Platinspitzen ersetzt. Die Anordnung der Leitung war weiter dergestalt getroffen, daß beim Herabfallen des Hammers von den beiden Spitzen je eine in das Quecksilber der einen Hälfte des hölzernen Gefäßes eintauchte, und dadurch je eine der beiden mit den Elektromagneten in Verbindung stehenden Ketten schloß. Die Platinspitzen wurden nun z. B. in einem Versuche so gestellt, daß die eine noch ungefähr 1^{mm} oberhalb der unter ihr befindlichen Quecksilberfläche stand, während die andere Spitze in das Quecksilber auf ihrer Seite so eben eintauchte. Der Schluß der zu der letztern Spitze gehörigen Kette erfolgte also so viel früher, als die andere Spitze Zeit gebrauchte, um bei ihrem Fallen das bis zur Berührung des Quecksilbers noch fehlende Millimeter zurückzulegen. Durch Stellung des S. 143 erwähnten Commutators in die eine Lage konnte der Unterschied in der Hubzeit der beiden Elektromagnete, und durch Stellung in die andere Lage der Unterschied der Zeitpunkte des Eintauchens gemessen werden. Wurden diese letzteren Messungen mit Rücksicht auf den gefundenen Unterschied der Hubzeiten corrigirt, so ergab sich in der angedeuteten Versuchsreihe ein Zeitunterschied von 0,003432 Sec.

Um den Einfluß des zu frühen Eintauchens bei den früheren Versuchen auszuschneiden, wird es also hinreichen, die Hälfte der vorstehenden Angabe von dem oben erhaltenen Werthe 0,1531 Sec. abzuziehen, so daß mithin genauer die

Zeit, welche in der obigen Versuchsreihe für mich im Mittel nöthig war, um nach dem Anlangen des Schalles an mein Ohr eine Bewegung mit der Hand auszuführen, 0,1514 Sec. betrug.

Mit dem vorstehenden Werthe stimmen die Mittel anderer Versuchsreihen nahe überein; so gab z. B. eine $\frac{1}{2}$ Jahr früher ausgeführte Versuchsreihe nach Anbringung der nöthigen Correctionen für die Entfernung des Ohres von der Erzeugungsstelle des Schalles und des etwas zu frühen Eintauchens der Platinspitze den Werth 0,1452 Sec. Von zwei ein Jahr zuvor an demselben Nachmittage ausgeführten Versuchsreihen lieferte die eine den Werth 0,1551 Sec.

Das Mittel aus allen 4 Messungen beträgt 0,1505 Sec. Die Abweichungen der zu sehr verschiedenen Zeiten gefundenen einzelnen Werthe vom Mittel erreichen, wie man sieht, nicht 0,01 Sec.

Bei den vorstehenden Beobachtungen war der erzeugte Schlag kurz, scharf und ziemlich laut. Verliert er diese Eigenschaften, so wird die Zwischenzeit, in welcher ich mit der Hand die Druckbewegung auszuführen vermag, im Mittel je nach den Umständen 0,01 bis 0,03 Sec. größer.

Eine solche Vergrößerung trat z. B. ein, als ich den Hammer, um das Zurückspringen zu vermeiden, auf einen Wachsklumpen fallen liefs¹⁾; oder, wie wir später sehen werden, als der Schall durch Entfernung von seinem Entstehungsorte geschwächt wurde.

In Versuchsreihen, bei welchen mehrere meiner an Ausführung von Versuchen gewöhnten Bekannten den Hebel des Tasters nach Wahrnehmung des Falles des Hammers niederdrückten, erhielt ich etwas größere Zahlen als meine eigenen Bewegungen ergaben; aber auch hierbei stellte sich für jeden derselben ein gewisser Mittelwerth heraus.

In drei von einem meiner Freunde unmittelbar nach ein-

1) Bei dem Geräusche der zum Betriebe der Scheibe und des Papierstreifens im Registrirapparate dienenden Räderwerke, so wie bei den Secundenschlägen des einen Elektromagnets in letzterem hatte man Mühe den Fall des Hammers auf das Wachs zu hören.

ander angestellten Versuchsreihen erhielt ich z. B. für die einzelnen Versuchsreihen die Mittelwerthe (bereits corrigirt wie oben) 0,1855, 0,1849 und 0,1961 Sec.; wobei die Abweichungen der einzelnen Messungen von ihrem Mittel noch 0,05 Sec. etwas überstiegen.

In drei ähnlichen von einem anderen Freunde ausgeführten Versuchsreihen ergab sich der Mittelwerth der drei Versuchsreihen 0,1796, 0,1672 und 0,1774, wobei die Abweichungen der einzelnen Messungen von ihrem Mittel ebenfalls bis 0,05 Sec. stiegen.

In einer ersten von einem jungen Mädchen ausgeführten Versuchsreihe stieg der Mittelwerth der zwischen dem An treffen des Schalles an das Ohr und der Ausführung einer Druckbewegung durch die Hand verfloßenen Zeit bis 0,2528 Sec.; in einer kurz darauf ausgeführten sank er, wahrscheinlich infolge der erlangten Uebung, bis auf 0,2265 Sec. Dafs diese Verringerung in der That eine Folge der durch die erste Versuchsreihe erlangten Uebung war, dürfte auch aus dem Umstande sich ergeben, dafs die Abweichungen der einzelnen Messungen vom Mittel in der ersten Versuchsreihe bis 0,0554 Sec., dagegen in der zweiten nur bis 0,0363 Sec. stiegen. Bei einer Wiederholung der Versuche nach Jahresfrist ergab sich ebenfalls wieder ein Zeitintervall von 0,2246 Sec.

In einer von einer älteren Dame ausgeführten Versuchsreihe betrug der Mittelwerth 0,2680 Sec., während die Abweichung vom Mittel bis 0,0532 Sec. stiegen.

Bei ungeübten Beobachtern darf man erwarten, dafs im Allgemeinen die grössten Abweichungen der einzelnen Versuche vom Mittel auf Seite der gröfseren Intervalle liegen werden, was sich auch durch die Beobachtungen bestätigt. Bei meinen eigenen Messungen sind die Maxima der Abweichungen der einzelnen Versuche vom Mittel im positiven und negativen Sinne gewöhnlich ziemlich gleich, und das absolute Maximum liegt bald auf der positiven bald auf der negativen Seite.

Zur Beurtheilung der vorstehenden Resultate scheint mir

die Bemerkung nicht überflüssig, dafs, wenn auch zwischen den Schlägen des Hammers, je nach der Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe, eine Zeit von 7 bis 14 Secunden verging, man doch wenigstens eine ungefähre Erwartung des Augenblickes hatte, in welchem der Schlag erfolgen würde. Entsteht ein Schlag völlig unerwartet, so wird die Zwischenzeit zwischen seiner Ankunft am Ohre und dem Drucke der Hand sicherlich etwas vergrößert werden.

Bestimmung des Zeitraumes zwischen dem Anflitzen eines Lichtes und dem Ausüben eines Druckes mit der Hand.

Es wurden zwei verschiedene Vorrichtungen construiert, mittelst deren in dem Augenblicke, wo eine gegen den hellen Himmel gerichtete, aber für gewöhnlich von einem schwarzen Schirme bedeckte Spalte plötzlich durch Niederdrücken eines Hebels frei wurde, der Schlufs der einen Kette aus 6 Elementen eintrat. Ich beobachtete aus der Entfernung von einigen Fussen den Ort der Spalte, und übte sofort nach dem Wahrnehmen der hellen Lichtlinie einen Druck auf den Hebel des sogenannten Tasters aus, um hierdurch die Kette der 6 übrigen Elemente zu schliessen. Es wurden auch jetzt wieder in jeder Versuchsreihe 11 Messungen gemacht, und ebenso wie früher die 1., 6. und 11 Messung durch geeignete Stellung des S. 143 erwähnten Commutators zur Bestimmung des Unterschiedes in der Hubzeit der beiden Elektromagnete benutzt. Ich führe in dem Folgenden gleich die Mittelwerthe aus den 8 übrigen Beobachtungen, bei denen die eine Kette durch Niederdrücken des Hebels am Taster geschlossen wurde, an. Das Niederdrücken des Hebels, welcher die Spalte öffnete, geschah durch einen Gehülften, und zwar stets einige Secunden nach dem Herabfallen des Hammers; das Oeffnen der Spalte erfolgte also nicht ganz unerwartet, sondern war durch den Schlag des Hammers angekündigt. Um nicht den Schlag des durch das Oeffnen der Spalte in Thätigkeit gesetzten Elektromagnets zu hören, und etwa durch diesen Schlag zum Niederdrücken des Hebels am Taster verleitet zu werden, hatte

ich meine Ohren so mit Baumwolle verstopft, dafs ich den Schlag dieses Elektromagnets nicht mehr hören könnte, während der lautere Schlag des fallenden Hammers noch hinreichend wahrnehmbar blieb. Diese Vorsicht war durch den wohl nicht erwarteten Umstand geboten, dafs die Zeit, welche nach dem Sehen eines Vorganges verfließt, bevor ich mit der Hand eine Druckbewegung auszuführen vermag, nicht unerheblich gröfser ist als diejenige, welche zwischen dem Anlangen eines Schalles an dem Ohre und einer infolge dessen ausgeführten Druckbewegung verfließt.

Die folgenden Beobachtungen wurden zu sehr verschiedenen Zeiten gemacht. Die erste Columne enthält die zwischen dem Oeffnen der Spalte und der Druckbewegung verflossene Zeit im Mittel aus je 8 Versuchen, während in der zweiten Columne sich die gröfste Abweichung in jeder Reihe von diesem Mittel verzeichnet findet:

1.	0,2127 Sec.	0,0718 Sec.
2.	0,2195 „	0,0449 „
3.	0,2013 „	0,0173 „
4.	0,2139 „	0,0687 „
5.	0,1762 „	0,0176 „

Die drei ersten Versuchsreihen waren mit dem einen, die beiden letzten nach Jahresfrist mit einem anderen Apparate ausgeführt worden. Das Mittel aus den 5 Werthen der ersten Columne beträgt 0,2057 Sec., ist also erheblich gröfser, als der entsprechende Werth im vorigen Abschnitt 0,1505 Sec. Aufserdem ist auch die Unsicherheit einer einzelnen Beobachtung viel gröfser beim Sehen als beim Hören; sie kann, wie man sieht, bei mir unter ungünstigen Umständen selbst bis 0,07 Sec. steigen.

Man könnte vielleicht den Einwand machen, dafs die Versuche in der bisherigen Form nicht recht vergleichbar seyen mit den im vorigen Abschnitte behandelten, indem der Eindruck des hellen Himmellichtes nicht stark genug gewesen sey, obwohl derselbe, wie ich bemerken muß, auf dem schwarzen Grunde des Schirmes, welcher die Spalte umgab, sehr grell hervortrat. Um diesen Einwand zu entkräften:

liefs ich das Lichtzeichen auf andere Weise geben. An einem sogenannten Taster wurde eine Einrichtung in der Art angebracht, daß in dem Augenblicke, in welchem durch das Niederdrücken des gewöhnlichen Hebels die eine Kette aus 6 Elementen geschlossen wurde, eine aus mehreren Elementen (Zink-, Kohle-, Salpetersäure) bestehende Kette geöffnet wurde. Der Strom dieser letzteren Kette durchlief die innere Rolle eines starken Inductionsapparates; im Augenblicke des Oeffnens entstand in der äußern Spirale desselben ein Inductionsstrom, der zwischen zwei vor meinen Augen befindlichen Spitzen als Funken überging. Sofort nach dem Wahrnehmen dieses Funkens drückte ich den Hebel des bereits früher gebrauchten Tasters, welcher die aus den 6 anderen Elementen bestehende Kette schloß, nieder. Ich fand die Zeit zwischen dem Schlusse der ersten Kette (mit dem wir wohl für die hier nöthige Genauigkeit die Entstehung des Inductionsfunken gleichzeitig setzen dürfen), und zwischen dem Schlusse der zweiten Kette in zwei Versuchsreihen 0,2268 und 2447 Sec.

In einer von einem jungen Mädchen ausgeführten Versuchsreihe betrug der Zeitraum zwischen dem Oeffnen der Lichtspalte und der Druckbewegung durch die Hand 0,2525 Sec. (größte Abweichung vom Mittel 0,0196 Sec.), während in einer anderen bald darauf ausgeführten Versuchsreihe über die Zeit zwischen dem Anlangen eines Schalles am Ohre und dem mit der Hand ausgeübten Drucke nur 0,2246 Sec. (größte Abweichung vom Mittel 0,0536 Sec.) erhalten wurden.

Im Allgemeinen dürfte also wohl die Behauptung als richtig gelten, daß der Zeitraum zwischen dem Wahrnehmen einer Erscheinung und dem Ausführen einer Druckbewegung mit der Hand kürzer ausfällt, wenn die betreffende Erscheinung mittelst des Ohres als wenn sie mittelst des Auges aufgefaßt wird. Die äußeren Verhältnisse, unter welchen die mitgetheilten Versuche ausgeführt wurden, kann man insofern als einander entsprechend betrachten, als während auf das Auge zerstreutes Tageslicht einwirkte, das Ohr dem fort-

währenden Getöse der umlaufenden Räderwerke, so wie den harten Secundenschlägen des Registrirapparates ausgesetzt war.

Bestimmung der Zeit zwischen einem auf den rechten Vorderarm ausgeübten Drucke und der nach Wahrnehmung desselben mit der Hand dieses Armes ausgeführten Druckbewegung.

Es schien mir nicht ohne Interesse zu seyn, mit den beiden im Vorstehenden angegebenen Zeiträumen, welche zwischen der Einwirkung eines Vorganges auf das Gesicht oder Gehör und zwischen der Ausführung einer Druckbewegung durch die Hand verfließen, denjenigen zu vergleichen, welcher zwischen dem Eindrucke eines mächtig starken Schlages auf den Arm und einer infolge dieser Empfindung ausgeführten Druckbewegung verläuft.

Um derartige Messungen ausführen zu können, befestigte ich mittelst Kupferdrähten ein Platinblech auf meinem rechten Unterarme; durch einen von einem Gehülften mittelst einer massiven Messingkugel auf dieses Blech ausgeführten Schlag oder Stofs wurde die eine aus 6 Elementen bestehende Kette geschlossen, während ich durch die rechte Hand sofort nach der Empfindung dieses Schlages die Kette zu schliessen suchte. Der Schlag war stets einige Zeit nach dem Niederfallen des Hammers *T* gegeben, so daß er nicht völlig unerwartet kam.

In einer ersten Versuchsreihe erhielt ich den Zeitraum zwischen dem Schlage und dem durch meine Hand ausgeführten Drucke = 0,1475 Sec. (größte Abweichung vom Mittel 0,0368 Sec.), in einer zweiten unmittelbar darauf ausgeführten = 0,1614 Sec. (größte Abweichung 0,0528 Sec.). Nach Verlauf eines Jahres erhielt ich bei einem analogen Verfahren jenen Zeitraum = 0,1548 Sec. (größte Abweichung 0,0635 Sec.).

Das Mittel aus allen drei Versuchsreihen beträgt 0,1546 Sec., weicht also nur wenig von dem oben S. 153 für die Ausführung einer Druckbewegung nach dem Hören angegebenen Mittel ab; dagegen ergab sich die Unsicherheit der *einzelnen* Messungen größer.

Bei einer von einem jungen Mädchen ausgeführten analogen Versuchsreihe betrug der Zeitraum zwischen dem Schlage auf den Arm und dem mit der Hand ausgeübten Drucke 0,2003 Sec. (größte Abweichung vom Mittel 0,0615 Sec.), während einige Tage zuvor der Zeitraum zwischen dem Hören und dem Drucke (S. 154) 0,2246 Sec. gefunden worden. Während für mich die beiden Zeiträume sich nahe gleich ergeben hatten, war in dem letzten Falle die Zeit für Ausführung einer Druckbewegung nach einem Schlage auf den Arm etwas kleiner als nach dem Hören eines kurzen scharfen Tones.

Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in der Luft.

Bisher sind zur Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles stets grössere Distanzen benutzt worden. Die Genauigkeit in der Zeitmessung, welche der zu den vorstehenden Versuchen angewandte Apparat gestattet, so wie die bei hinreichender Uebung eintretende exacte Ausführung einer Druckbewegung mittelst der Hand nach dem Hören eines kurzen Schlages lassen erwarten, daß es möglich seyn werde, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles auch bei Verwendung mäßiger Distanzen mit einer den bisherigen Bestimmungen nicht nachstehenden Genauigkeit zu messen.

Die größte innerhalb der Räume des physikalischen Cabinets der hiesigen Universität zur Verfügung stehende Distanz, auf welche solche Versuche ausgeführt werden konnten, betrug 25,76 Meter, und ich habe den Versuch gemacht, aus der Verbreitung des Schalles auf diese Entfernung hin seine Fortpflanzungsgeschwindigkeit zu bestimmen.

In die Bahn jeder der aus 6 Elementen bestehenden galvanischen Ketten wurden zwei gegen 27 Meter lange mäßige starke Kupferdrähte eingeschaltet und parallel neben einander auf dem Fußboden von dem zur Zeitmessung dienenden Apparate, der an dem einen Ende jeder Distanz von 25,76 Meter stand, durch mehrere Zimmer hindurch bis zu dem andern Ende derselben hingeleitet. Die beiden Drähte, wel-

che in die durch den Fall des Hammers zu schließende Kette eingeschaltet waren, wurden unmittelbar mit ihren Enden verknüpft, während die Enden der beiden Drähte in der anderen Kette mit einem eben solchen Taster (Schlüssel) verbunden wurden, wie er bereits unmittelbar neben dem Räderwerke in eben diese Kette eingeschaltet war. Während der Messungen selbst wurde der Hebel des einen dieser beiden Taster durch angehängte Gewichte niedergedrückt erhalten, so daß das Niederdrücken des Hebels an dem anderen den Schluß der Kette bewirkte. Ich ziehe es im vorliegenden Falle vor, die einzelnen Messungen selbst mitzutheilen, damit Jeder sich leichter eine klare Einsicht in die auf diesem Wege zu erzielende Genauigkeit verschaffen könne.

Eine erste Versuchsreihe führte ich auf diese Weise aus, daß der Hebel des 25,76 Meter vom Zeitmessungsapparate entfernten Tasters durch Gewichte geschlossen gehalten wurde, während ich unmittelbar nach dem Schlage des Hammers den Hebel des neben dem Räderwerke befindlichen Tasters niederdrückte; das Ohr stand dabei von der Schallquelle um 0,6^m ab. Bei einer zweiten Versuchsreihe wurde umgekehrt der letztere Taster durch angehängte Gewichte geschlossen gehalten, während ich in 25,76 Meter Entfernung nach Wahrnehmung des Schalles den Hebel des dort befindlichen Tasters niederdrückte. Eine dritte Versuchsreihe glich genau der ersten, eine vierte der zweiten. Wie früher S. 149 beschrieben, wurde auch jetzt in jeder Reihe der 1., 6. und 11. Versuch zur Bestimmung des Unterschiedes in der Hubzeit der beiden Hebel benutzt, und darnach der Winkelabstand der durch das Niederfallen des Hammers und der durch die Druckbewegung meiner Hand erzeugten Marken corrigirt.

•

1. Versuchsreihe		2. Versuchsreihe		3. Versuchsreihe		4. Versuchsreihe		
Dauer von 300 Umläufen der Scheibe								
92,89 Sec.		107,66 Sec.		81,82 Sec.		102,28 Sec.		
Unterschied beider Marken								
im Bogen	in Zeit Sec.	im Bogen	in Zeit Sec.	im Bogen	in Zeit Sec.	im Bogen	in Zeit Sec.	
212,8°	0,1821	291,1°	0,2903	—	—	264,9°	0,2510	
167,8	0,1435	262,4	0,2617	220,7°	0,1672	237,9	0,2254	
187,8	0,1607	252,5	0,2518	214,0	0,1621	232,4	0,2201	
187,7	0,1606	224,5	0,2239	208,0	0,1576	229,1	0,2170	
186,7	0,1413	219,5	0,2189	221,4	0,1675	261,1	0,2474	
170,5	0,1459	232,5	0,2319	188,9	0,1431	233,5	0,2212	
166,7	0,1426	226,1	0,2255	192,7	0,1460	—	—	
176,4	0,1508	— ¹⁾	—	222,0	0,1682	—	—	
Mittel	179,8°	0,1534	244,1°	0,2434	209,7°	0,1588	243,1°	0,2303.

Das Mittel aus der 1. und 3. Versuchsreihe ist = 0,1561 Sec.; das Mittel aus der 2. und 4. Reihe aber = 0,2368 Sec. Die Differenz beider beträgt 0,0807 Secunden. Dieser Zeitraum ist also zur Fortpflanzung des Schalles durch einen Raum von 15,76 — 0,6 = 25,16 Meter verbraucht worden.

Die Temperatur zur Zeit der Beobachtungen betrug in den Zimmern 14,1° R. Nehmen wir die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles bei 0° = 332,2 Meter, so würde sie bei 14,1° R. oder 17,6° C. 342,7 Meter betragen, und der Schall zum Durchlaufen eines Raumes von 25,16 Meter eine Zeit von 0,0734 Sec. gebrauchen. Die vorstehenden Messungen ergaben 0,0807 Sec., also einen um 0,0073 Sec. zu hohen Werth.

So gering diese Abweichung auch ist, so scheint sie mir doch durch einen besondern Umstand bewirkt worden zu seyn. Schon oben S. 153 ist bemerkt worden, dafs bei weniger harten und kurzen Schlägen die seitens der Hand ausgeführte Druckbewegung etwas später erfolgt; da nun bei den vorstehenden Messungen der Schall aufser durch den Abstand noch besonders durch den Umstand, dafs er durch Oeffnungen dreier Thüren hindurchgehen mußte, sehr ge-

1) Wo die Zahlen fehlen, hatte die Spitze des einen Hebels die Paraffinfläche, die wahrscheinlich keine absolut genaue Ebene gewesen war, nicht erreicht.

schwächt wurde, so dürfte die im Schall eingetretene Veränderung eine geringe Verspätung der Druckbewegung veranlassen haben. Dafür spricht auch, daß für andere Beobachter bei gleichen Versuchen ebenfalls eine etwas zu große Zeit sich herausstellte. So ergab sich z. B. als Hr. Dr. Zöllner einen dem vorigen analogen Versuch ausführte, die Zeit zwischen dem Falle des Hammers und dem Niederdrücken des Hebels am Taster, als er 0,94 Meter von der Erzeugungsstelle entfernt war, im Mittel in einer Versuchsreihe = 0,1698 Sec. und in einer zweiten = 0,1612 Sec., während für dieselbe Zeit in dem Abstände von 25,67 Met. in einer Versuchsreihe 0,2496 Sec. und in einer zweiten 0,2363 Sec. erhalten wurden. Die Differenz der Mittel beträgt hiernach 0,0774 Sec.

Bei diesen Messungen war die Temperatur der Luft 21° C.; die Geschwindigkeit des Schalles würde also 344,7 Meter betragen haben, und zum Durchlaufen eines Raumes von 24,82 Meter würden 0,0720 Sec. erforderlich gewesen seyn. Die Differenz zwischen dem beobachteten Werthe 0,0774 und dem berechneten beträgt also 0,0054 Sec., und zwar ist wieder der beobachtete Werth um diesen Betrag größer als der berechnete.

Ich habe im Vorstehenden die von Moll im Jahre 1823 gefundene Geschwindigkeit des Schalles zu Grunde gelegt; die in den vorhergehenden Abschnitten über den Zeitunterschied zwischen dem Wahrnehmen einer Erscheinung durch die verschiedenen Sinne und der Ausführung einer Druckbewegung mitgetheilten Messungen, sowie die bekannten Verschiedenheiten in den persönlichen Fehlern bei astronomischen Beobachtungen dürften eine Wiederholung der Messung der Schallgeschwindigkeit mit Rücksicht auf alle jetzt bekannten Fehlerquellen nicht überflüssig erscheinen lassen. Bei Anwendung eines dem zuvor beschriebenen analogen Verfahrens würde eine Distanz von noch nicht 1000 Meter hinreichen, um die Schallgeschwindigkeit weiter als auf $\frac{1}{100}$ genau zu ermitteln, da zufolge der zuvor berichteten Beobachtungen die Abweichungen sich innerhalb 0,01 Sec. halten.

Messung der Verzögerung in der Ausbildung eines elektrischen Stromes durch Einschaltung von spiralförmigen um Eisenkerne gewundenen Drähten.

Zum Schlufs will ich noch auf eine andere Verwendung des vorstehend beschriebenen Apparates eingehen, nämlich auf die Verwendung desselben zur Messung der Verzögerung in der Ausbildung elektrischer Ströme, und zwar möge hier als Beispiel der Fall dienen, wo zwar gleiche Widerstände, aber in verschiedener Form in die Bahn der Kette eingeschaltet werden.

Um einen massiven hufeisenförmigen Eisenkern, dessen Schenkel gegen 500^{mm} Länge und 108^{mm} im Durchmesser hatten, waren gegen zwei Centner eines 2,2^{mm} dicken mit Baumwolle und Gutta percha übersponnenen Kupferdrahtes gewunden. Die gesammte Drahtmasse war auf vier Rollen vertheilt, die auf die Schenkel des Eisens aufgesetzt werden konnten: es wurden jedoch die Drähte so mit einander verknüpft, dafs ein elektrischer Strom nicht den ganzen Draht hintereinander, sondern, durch Zusammennehmen je zweier Rollen, nur einen Draht von halber Länge, aber doppelter Dicke zu durchlaufen hatte. Sodann war mittelst eines Differentialgalvanometers ein auf einem dicken Serpencylinder aufgewundener Neusilberdraht so abgeglichen, dafs er einem constanten Strome denselben Widerstand wie jener Kupferdraht darbot. Es sollte nun ermittelt werden, wie grofs die Verzögerung in der Ausbildung eines elektrischen Stromes ausfällt, bis er einen Elektromagnet bis zum Anziehen seines Ankers magnetisirt hat, wenn der Strom erst den Neusilberdraht und sodann anstatt dessen den spiralförmigen Kupferdraht von gleichem galvanischem Widerstande zu durchlaufen hat.

Zu diesen Bestimmungen mußte die Anordnung etwas anders getroffen werden, als zuvor. Anstatt der einen Platinspitze *U* wurden die schon S. 152 erwähnten zwei, durch Elfenbein von einander isolirten Platinspitzen an dem vorderen Ende des Hammers angebracht, und unter ihnen das in zwei Hälften geschiedene hölzerne Gefäß aufgeschraubt.

Beim Niederfallen des Hammers schlossen die beiden Spitzen durch Eintauchen in die Quecksilbermassen der beiden Hälften des hölzernen Gefäßes zwei getrennte galvanische Ketten. Die eine Spitze schloß eine Kette von 6 Zink-Kohlen-Elementen, welche während einer Versuchsreihe völlig ungeändert blieb, und erzeugte daher stets in gleicher Weise eine Marke auf der Paraffinscheibe. Die andere Spitze dagegen schloß eine aus den gewöhnlichen 6 Zink-, Kohlen-, und aus einigen hinzugefügten Daniell'schen Elementen bestehende Kette, in deren Bahn abwechselnd der Neusilberdraht und die Kupferspiralen eingeschaltet wurden; brachte letztere eine Verzögerung hervor, so mußte die Marke auf dem Paraffinringe später erscheinen, als bei Einschaltung des im Widerstande gleichwerthigen Neusilberdrahtes.

Die beiden Platinspitzen brauchen nicht gleichzeitig in das Quecksilber einzutauchen; es genügt, wenn der Unterschied in ihrem Eintauchen ungeändert derselbe bleibt, da die gesuchten Werthe durch die Differenzen der Marken, welche die zweite Spitze veranlaßt, gefunden werden.

Es möge hier eine Beobachtungsreihe ausführlich mitgetheilt werden.

	Sec.	Marken durch die unverändert bleibende Kette	Marken durch die zweite Kette bei Einschaltung		Unterschiede
			des Neusilberdrahtes	der Kupferspiralen	
1	0,00	290,5		330,9	40,4
2		291,0	295,0		4,0
3		292,0		333,9	41,9
4		294,0	297,7		3,7
5		295,1		340,5	45,4
6		290,1	294,2		4,1
7		284,1		325,3	41,2
8		285,0	289,5		4,5
9		283,3		324,5	41,2
10		285,0	289,1		4,1
11	131,23	286,3		326,5	40,2

Das Mittel der letzten Columne ist 41,72, der vorletzten 4,08; im Mittel ist also durch die Einschaltung der Kupfer-

spiralen eine Verzögerung um $41,72 - 4,08 = 37,64^\circ$ eingetreten. Die Zeit zu 300 Umläufen betrug nach den Zahlen der zweiten Columnne 131,23 Sec.; einer Verzögerung um $37,64^\circ$ entspricht also ein Zeitraum von 0,04573 Sec.

Bei der eben beschriebenen Versuchsreihe waren die Pole des großen Hufeisens frei; in einem folgenden Versuche wurden dieselben jeder mit einem sogenannten Halbanker (Eisenstück von 230^{mm} Länge, 111,8^{mm} Breite und 47,0^{mm} Höhe) bedeckt, und die einander zugewandten etwas konisch verjüngten Enden dieser Eisenstücke bis auf einen geringen Abstand einander genähert. Durch diesen Umstand stieg, unter sonst gleichen Bedingungen, die Verzögerung von 0,04573 Sec. auf 0,06334 Sec.

Diese Versuche lehren deutlich, wie alle Messungen über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektrizität bei Anwendung von Drähten, die spiralförmig gewunden sind und Eisenkerne enthalten, durchaus unbrauchbar sind.

Die bisher behandelten Fälle werden genügen, um die mannigfache Verwendung des beschriebenen Apparates darzulegen; die Mittheilung der Resultate anderer damit ausgeführter Versuchsreihen behalte ich einer späteren Mittheilung vor.

VI. Untersuchungen über die Dichtigkeit des Ozons; von Hrn. J. L. Soret.

(*Compt rend. T. LXI, p. 941 et T. LXIV, p. 904.*)

Erster Artikel.

Was man gegenwärtig über die volumetrischen Relationen des Ozons weiß¹⁾ läßt, sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Gewöhnlicher Sauerstoff verringert sein Volum wenn man ihn ozonisirt, d. h. theilweis in Ozon verwandelt, z. B. durch Elektrisiren.

1) Siehe Ann. Bd. CXXI; S. 268.

2. Behandelt man den mit Ozon beladenen Sauerstoff mit Jodkalium oder einem anderen oxydirbaren Körper, so verschwindet das Ozon, ohne daß man eine Volumveränderung des Gases wahrnimmt.

3. Unter Wirkung der Wärme erleidet der mit Ozon beladene Sauerstoff eine Ausdehnung, im Volume gleich der Sauerstoffmenge, welche das Gas im Stande wäre an das Jodkalium abzutreten.

Diese Thatsachen führen zu der Annahme, daß das Ozon ein allotropischer Zustand des Sauerstoffs sey, bestehend in einer molecularen Gruppierung mehrer Atome dieses Körpers. Die eine der Hypothesen, die einfachste in dieser Beziehung, ist die früher von mir angegebene¹⁾, daß das Molekül gewöhnlichen Sauerstoffs aus 2 Atomen OO gebildet sey, und das Molekül Ozon aus 3 Atomen OO, O. Alsdann enthielte das Ozon sein gleiches Volum an gewöhnlichem Sauerstoff; behandelt mit Jodkalium verlöre es ein Atom O ohne Volumveränderung; zerlegt durch Wärme erlitt es eine Ausdehnung um die Hälfte seines Volums. Seine theoretische Dichte wäre in diesem Fall die anderthalbfache von der des Sauerstoffs, nämlich 1,658.

Allein die bisher bekannten Thatsachen sind auch verträglich mit Hypothesen, die eine andere moleculare Gruppierung annehmen, als die eben genannte. Um die Frage zu entscheiden, war es also wichtig, die Dichte des Ozons experimentell zu bestimmen.

Durch directe Wägungen gelangt man nicht dahin, weil man das Ozon nicht im Zustand der Reinheit darstellen kann, sondern immer nur Gemenge erhält, von denen es einen kleinen Theil ausmacht. Andererseits können die oxydirbaren Körper, wie Jodkalium, arsenige Säure usw., keine Angabe über den Werth der Dichte des Ozons liefern, weil sie es ohne Volumveränderung zersetzen.

Wenn man aber einen Körper fände, der das Ozon ohne Zersetzung absorbirte und zugleich den Sauerstoff nicht absorbirte, so könnte man die Volumverringerung, welche

1) *Siebr. Ann.* Bd. CXXI, S. 268.

eine mit diesem Körper behandelte Portion des Gases erlitte, vergleichen mit der Sauerstoffmenge, welche eine andere Portion des Gases dem Jodkalium abträte, oder mit der durch Wärme erzeugten Volumvergrößerung.

Nach Osann soll eine Lösung von Bleiglätte in Aetzkali die Eigenschaft besitzen, Ozon unter Volumverringerng verschwinden zu machen. Ich habe einige Bestimmungen mit diesem Reagens gemacht, und in der That eine kleine Volumverringerng beobachtet; allein die Resultate dieser Versuche waren nicht übereinstimmend. Ich glaube, daß dieser, schlecht definirte, Körper eine verwickelte Wirkung auf das Ozon ausübt, daß er wirklich einen Theil Ozon unzersetzt absorbirt, daß aber zugleich das Kali, welches als Lösemittel dient, eine gewisse Portion Ozon zerstört. Das Kali wirkt aber auf das Ozon fast wie die Wärme, d. h. bewirkt eine Volumvergrößerung¹⁾.

Ich habe zwei andere Körper aufgefunden, die sich viel besser zu diesen Bestimmungen eignen, nämlich Terpenthinöl und Zimmtöl.

Behandelt man ozonisirten Sauerstoff mit Terpenthinöl, so verschwindet das Ozon und es bilden sich dicke Dämpfe in solcher Fülle, daß sie in einem Ballon von $\frac{1}{4}$ Liter das directe Sonnenlicht vollständig auffangen. Läßt man den Ballon ruhig stehen, so senkt sich bald der Rauch allmählich; der obere Theil des Ballons klärt sich zunächst und an der Gränze der Rauchsicht gewahrt man beim Hindurchsehen schöne Regenbogenfarben; das Zimmtöl erzeugt auch Dämpfe, aber weniger reichliche.

Mißt man das Volum des Gases vor und nach der Wirkung eines dieser ätherischen Oele, so findet man, daß es sich bedeutend verringert hat. Es ist daher natürlich anzunehmen, daß das Ozon gänzlich absorbirt worden sey.

Bei einer ersten Versuchsreihe verglich ich diese Volumverringerng, gemessen in einem Ballon von 250 Kubikcentimeter, der mit einem durch Elektrolyse erhaltenen ozonisirten Sauerstoff gefüllt war, mit der Sauerstoffmenge,

1) Ann. Bd. CXXI, S. 279.

welche in einem anderen, eben so großen und mit demselben Gase gefüllten Ballon an Jodkalium abgetreten ward¹⁾. Diese Methode hat einige Uebelstände. Die Analyse durch Jodkalium giebt das Gewicht des absorbirten Sauerstoffs; man muß also das Volum berechnen, welches dies Gewicht bei der Temperatur und unter dem Druck einnahm, unter welchem das gemessene Gas sich in dem anderen Ballon befindet. Diese Berechnung bietet aber einige Unsicherheit dar, weil das Gas ein Gemenge von Wasser- und Terpenthinöl-Dampf enthält. Ueberdies erlaubte der Apparat nicht, die Volumverringerng ohne eine Druckveränderung zu messen, woraus abermals eine unsichere Correction entsprang. Wie dem auch sey, so findet man doch durch diese Methode, daß das vom Oel absorbirte Volum beinahe das Doppelte desjenigen Volumens ist, welches der vom Jodkalium absorbirte Sauerstoff einnehmen würde, was übereinstimmt mit der Hypothese von einer Dichte des Ozons gleich dem Anderthalbfachen der Dichte des Sauerstoffs.

Die folgende Tafel giebt die Resultate der Versuche. Die erste Spalte nennt das als Absorbens angewandte Oel; die zweite enthält die durch dieses Oel bewirkte Volumverringerng; die dritte die Hälfte dieser Volumverringerng (oder das vom Jodkalium absorbirbare Sauerstoffvolum, berechnet in der zu controlirenden Hypothese); die vierte das absorbirte Sauerstoffvolum zufolge der Analyse, und die fünfte den Unterschied:

	Volumverringerng	Volum des vom Jodkalium absorbirten Sauerstoffs		
		berechnet	beobachtet	Unterschied
Terpenthinöl	9,4 CC.	4,7 CC.	3,87 CC.	—0,83 CC.
do.	8,0	4,0	3,42	—0,58
do.	7,6	3,8	2,89	—0,91
do.	6,8	3,4	3,06	+0,34
Zimmtöl	7,4	3,7	3,10	—0,60

Die Unterschiede zwischen berechneten und beobachteten Resultaten sind ziemlich beträchtlich; ich glaube jedoch,

1) Nach der Methode in Bd. CXXI, S. 268.

dafs man sie den vielen Mangelhaftigkeiten des Verfahrens zuschreiben kann.

Einen grofsen Theil der Fehlerquellen des Verfahrens vermeidet man, wenn man folgendermafsen operirt. Zwei graduirte, langhalsige Ballone von etwa 230 Kubikcentimeter Räumlichkeit füllt man mit ozonisirtem Sauerstoff von gleicher Bereitung, und misst das Gasvolum in beiden Ballonen über Wasser. Nun läfst man das Oel auf einen dieser Ballone wirken, während man in dem andern das Ozon durch Wärme zerstört. Man misst abermals das Gasvolum bei derselben Temperatur und demselben Druck wie zuvor. Die Zunahme des Gasvolums in dem zweiten Ballon erfordert keine Berichtigung; allein die Abnahme des Volums in dem ersten mus für die Wirkung des Oels berichtigt werden (Dampfspannung, Capillarität usw.). Um diese Berichtigung zu bestimmen, behandelt man den zweiten Ballon, dessen Ozon durch Wärme zerstört wurde, auch mit Oel, und beobachtet die kleine Volumveränderung, die er durch diese Operation erleidet.

Die Resultate, welche ich durch diese zweite Methode erhielt, sind in folgender Tafel zusammengestellt, die wie die frühere eingerichtet ist.

Absorbirender Körper	Volum verringert durch das Oel	Ausdehnung durch Wärme		
		Berechnet	Beobachtet	Unterschied
Terpenthinöl	6,8 CC.	3,40 CC.	3,77 CC.	+0,37 CC.
do.	5,7	2,85	3,20	+0,35
Zimmtöl	5,8	2,90	3,14	+0,24
Terpenthinöl	5,6	2,80	3,32	+0,32
do.	6,7	3,35	3,30	-0,05
Zimmtöl	6,9	3,45	3,45	0,00
do.	5,7	2,85	2,72	-0,13

Diese Resultate, besonders die der drei letzten Versuche, welche mir am meisten Vertrauen einflößen, stimmen, wie man sieht, sehr gut mit der angenommenen Hypothese überein. Die Dichte des Ozons wäre also die anderthalbfache von der des Sauerstoffs.

Zweiter Artikel.

Durch meine früheren Versuche hatte ich gefunden, daß die Dichte des Ozons anderthalbmal so groß wie die des Sauerstoffs ist. Dieses Resultat habe ich zu controliren gesucht durch ein Verfahren, welches auf dem Princip der, nach ihrer Dichte, ungleichen Diffusionsgeschwindigkeit der Gase beruht ¹⁾).

Gesetzt man habe zwei Gefäße, eins auf dem anderen, getrennt durch eine Wand mit einem einfachen Loch, welches man nach Belieben öffnen oder verschließen kann; anfangs enthalte das untere ein Gemenge von Sauerstoff und Chlor in bestimmtem Verhältnisse und der obere nur Sauerstoff. Klar ist, daß wenn zwischen den beiden Gefäßen Communication hergestellt ist, das Chlor durch die Oeffnung diffundiren und nach Ablauf einer gewissen Zeit eine meßbare Menge desselben in das obere Gefäß eingedrungen seyn wird. Wiederholt man nun den Versuch in der Weise, daß man in das untere Gefäß eine Gemenge von Sauerstoff und Ozon bringt, von gleichem Verhältniß wie das frühere von Sauerstoff und Chlor, so wird, bei Gleichheit aller übrigen Umstände, eine gewisse Menge Ozon in das obere Gefäß diffundiren. Ist diese Menge größer als die des diffundirten Chlors, so schließt man, daß das Ozon weniger dicht sey als das Chlor. Wenn die Zeit, während welcher die Communication zwischen beiden Gefäßen hergestellt ist, sehr kurz wäre, so würden die diffundirten Mengen von Chlor und Ozon, nach dem Gesetze, genau im umgekehrten Verhältnisse der Quadratwurzeln aus den Dichtigkeiten dieser Gase stehen. In Praxis muß man die Diffusion eine gewisse Zeit lang wirken lassen; allein, wenn die Zeit nicht zu lang ist, wird das gefundene Resultat nicht viel von dem theoretischen abweichen; es wird bloß der Einheit etwas näher kommen.

Die Construction eines Apparates zur Verwirklichung dieser Versuche hat einige Schwierigkeiten. Man kann das

1) Graham, *Phil. Mag.* 1863, Dec. (Ann. Bd. CXX, S. 415).

Ozon und das Chlor weder über Wasser, noch über Quecksilber handhaben; man muß concentrirte Schwefelsäure anwenden, da diese keine merkliche Einwirkung auf diese Gase ausübt. Andererseits werden organische Substanzen und Metalle vom Ozon und Chlor angegriffen; alle Theile der Gefäße, welche mit diesen Gasen in Contact gesetzt werden, müssen also von Glas gebildet seyn. Ich begnüge mich, die wesentlichen Einrichtungen des von mir angewandten Apparats anzugeben.

Als Diffusionsgefäße dienten zwei weite Glasröhren (von etwa 45 Mlm. innerem Durchmesser), deren Enden durch Glasstöpsel verschlossen waren. Jedes dieser Gefäße faßte etwa 250 Cubikcentimeter. Die Stöpsel waren geformt aus länglichen, rechteckigen Glasplatten, die ein Loch von zweckmäßiger Größe und Lage hatten. Verschloß man die Enden der Diffusionsgefäße durch den vollen Theil der Glasplatten, so war der Verschluss vollständig; verschob man dagegen die Platten so, daß das Loch mit dem Innern der Gefäße communicirte, so war der Verschluss nur theilweise und man konnte durch diese Löcher die Gase austreten oder diffundiren lassen.

Um die Diffusionsgefäße handhaben und verrücken zu können, mußten die Stöpsel beständig gegen die Enden der Gefäße gedrückt werden. Diefs geschah mittelst Springfedern, theils von Messing, theils von Platin, welche das Abfallen der Stöpsel, aber nicht das Gleiten derselben verhinderten.

Um den Verschluss hermetisch zu machen, benetzte ich die Platten mit einem Tropfen Schwefelsäure; ich fand, daß alsdann kein Gas entwich, so lange der Ueberschuss des inneren Drucks über den äußeren gewisse Grenzen nicht überstieg, die bei den Versuchen nicht erreicht wurden.

Nachdem das eine Gefäß mit reinem Sauerstoff und das andere mit einem Gemenge von Sauerstoff und etwas Chlor oder mit ozonisirtem Sauerstoff gefüllt worden, setzte man das erste auf das zweite. Sie waren getrennt durch die beiden in Contact stehenden Glasplatten, zwischen welche man einen

Tropfen Schwefelsäure gebracht hatte. Hierauf stellte man eine Communication zwischen beiden Gefäßen her, indem man die beiden einander berührenden Platten solchergestalt verschob, daß das Loch der einen auf das der anderen zu stehen kam. Alsdann begann die Diffusion. Das Loch, durch welches sie stattfand, hielt 5 Mllm. im Durchmesser; man ließ sie 45 Minuten wirken und verschloß darauf die beiden Gefäße durch Verschieben der Platten.

Um nach Beendigung des Versuchs das Verhältniß von Chlor und Ozon in jedem Gefäße nach der Bunsen'schen Methode zu bestimmen, mußte man die Gase durch Lösungen von Jodkalium hindurchgehen lassen. Zu dem Ende war der Stöpsel, der jedes Gefäß oben verschloß, gebildet aus einer dicken (6 Mllm.) Glasplatte und diese versehen mit einem konischen Loch, in welches man das konische und sorgfältig eingeriebene Ende einer dünnen, leichten und zweckmäßig gekrümmten Abzugsröhre stecken konnte. Wenn man nach der Diffusion die Gefäße geschlossen hatte, brachte man jedes derselben über eine mit Schwefelsäure gefüllte Wanne, und taucht es, immer durch den Stöpsel unten verschlossen, 2 bis 3 Centimeter tief in die Säure. Dann steckte man in den oberen Stöpsel die Abzugsröhre, und verschob ihn so, daß diese Röhre mit einem ihrer Enden mit dem Innern des Gefäßes communicirte, während ihr anderes Ende in eine Jodkalium-Lösung tauchte. Hierauf verschob man mit einem Glasstab, unter Schwefelsäure, den unteren Stöpsel so, daß das Gefäß unten geöffnet ward, und ließ nun einen Luftstrom eintreten, welcher das Gas durch die Jodkalium-Lösung trieb.

Die Bestimmung der in dieser Lösung ausgeschiedenen Jodmenge geschah nach der Bunsen'schen Methode.

Die Summe der in den beiden Gefäßen gefundenen Mengen von Chlor oder Ozon gab die Menge dieses Gases, welche zu Anfange des Versuchs in dem unteren Gefäß enthalten war. Die in dem oberen Gefäß gefundene Menge war die durch Diffusion in dasselbe eingedrungene.

Auf diese Weise mit Gemengen von Chlor und Sauer-

stoff verfahren, erhielt ich die in folgender Tafel angegebenen Resultate:

Diffusion des Chlors.

Quantität des Chlors		Verhältnis $\frac{v}{V}$	Unterschied zwischen dem beobachteten Werth von v und dem aus d. Mittel d. Versuche berechneten d
dem Sauerstoff im unteren Gefäß vor dem Versuche beigemischt V	durch Diffusion nach 45 Minuten in das obere Gefäß eingetreten v		
3,10 CC.	0,74 CC.	0,2387	+ 0,04 CC.
4,27	1,01	0,2365	+ 0,04
6,64	1,48	0,2230	— 0,03
10,34	2,34	0,2268	— 0,01
11,18	2,51	0,2245	— 0,025
17,91	4,05	0,2261	— 0,015
<u>53,44</u>	<u>12,13</u>	Mittel: 0,2270	

Die Constanz des Verhältnisses $\frac{v}{V}$ und besonders die Kleinheit der Unterschiede in der vierten Spalte dieser Tafel beweisen, daß die diffundirte Chlormenge proportional ist der Chlormenge, die dem Sauerstoff im unteren Gefäß zu Anfang des Versuches beigemischt war.

Als mit direct durch Elektrolyse erhaltenen Gemengen von Sauerstoff und Ozon eben so verfahren wurde, ergaben sich nachfolgende Resultate¹⁾.

V	v	$\frac{v}{V}$	d
4,68 CC.	1,29 CC.	0,2756	+ 0,02 CC.
9,13	2,45	0,2683	— 0,02
9,49	2,53	0,2660	— 0,04
10,89	3,03	0,2782	+ 0,08
12,71	3,40	0,2675	— 0,04
<u>46,90</u>	<u>12,70</u>	Mittel: 0,2708	

- 1) Die Ozonvolumen sind in der Annahme berechnet, daß das Ozonvolumen doppelt so groß sey wie das Volumen des absorbirten Sauerstoffs (siehe den ersten Theil dieser Untersuchung) d. h. in der Annahme, daß die Dichte des Ozons 1,658 sey. Uebrigens wird, wie auch die Hypothese sey, das Verhältniß $\frac{v}{V}$ nicht geändert.

Man sieht, dass hier, wie beim Chlor, die diffundirte Menge proportional ist der Ozonmasse, die zu Anfange des Versuchs in dem unteren Gefäß enthalten war. Allein die Diffusion des Ozons ist rascher als die des Chlors, und daraus darf man schliessen, dass die Dichte des Ozons geringer ist als die des Chlors.

Für jedes Cubikcentimeter Chlor, das anfangs im unteren Gefäß enthalten war, dringen in 45 Minuten 0,227 C.C. in das obere Gefäß, während in derselben Zeit für jedes im unteren Gefäß enthaltene Kubikcentimeter Ozon 0,271 C.C. in das obere eintreten. Das Verhältniß dieser beiden Gröfsen $\frac{0,227}{0,271} = 0,8382$ nähert sich sehr dem umgekehrten der Quadratwurzel aus den Dichtigkeiten, wenn man annimmt, dass die Dichtigkeit des Ozons die anderthalbfache von der des Sauerstoffs sey; denn hat man

$$\frac{\sqrt{1,658}}{\sqrt{2,44}} = 0,8243$$

Das gefundene Verhältniß nähert sich der Einheit mehr als der theoretische, wie es auch seyn muß. Daraus muß man schliessen, dass die Dichte des Ozons wirklich 1,658 ist.

Die Gesamtheit dieser Versuche, und andre analoge, mit Kohlensäure gemachte Versuche bestätigen also meine früheren Schlüsse, dass die Dichte des elektrolytischen Ozons die anderthalbfache von der des Sauerstoffs ist.

VII. Ueber eine Longitudinalwellenmaschine; von E. Mach.

Die Vorgänge an der gewöhnlichen Stofsmaschine haben bekanntlich eine große Aehnlichkeit mit jenen, welche bei der Fortpflanzung des Schalles stattfinden. Ich habe nun die Stofsmaschine so modificirt, dass diese Aehnlichkeit noch deutlicher hervortritt.

Die Analogie zwischen der Reihe elastischer Kugeln und den Moleculen eines elastischen Mediums ist in der That nicht vollständig, weil die Kugeln zwar durch Stofs, nicht aber durch Zug aufeinander wirken können.

Denken wir uns eine glatte, horizontale Bahn aus Holz, auf welcher sich einige Cylinder aus Metall befinden. Die Axen je zwei benachbarter Cylinder sind durch kreisförmige Stahlfedern verbunden, so dafs ein Cylinder sich von dem andern nicht entfernen, noch ihm sich nähern kann, ohne dem letztern einen Zug oder Druck zu ertheilen. Nur ein ganz kleiner Spielraum bleibt den Cylindern, so dafs man die Bewegung derselben bemerken und die Uebertragung der Bewegung mit den Augen verfolgen kann.

Fig. 1.

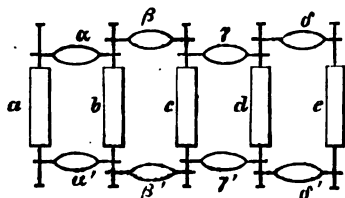
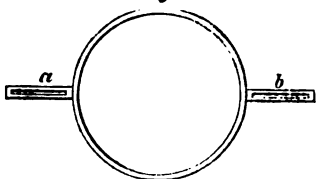


Fig. 2.



Die Fig. 1 stellt schematisch die Cylinder *a, b, c, d, e* dar, welche auf der Holzbahn rollen können und deren Axen durch die kreisförmigen Stahlfedern $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \alpha', \beta', \gamma', \delta'$ verbunden sind.

Die Fig. 2 zeigt eine Verbindungsfeder. Die Schlitze *a, b* bilden den Spielraum für die Cylinderaxen. — Es ist natürlich vortheilhaft schwere Cylinder und schwache

Federn zu nehmen.

Es läst sich nun an diesem Apparat die Fortpflanzung eines longitudinalen Impulses, der Unterschied der Reflexion am dichteren und dünneren Medium (wenn man den ersten Cylinder *a* stösst und hierbei den letzten Cylinder *e* festhält oder frei läst), die Bildung der stehenden Wellen usw. erläutern. Man kann sogar die bekannte Gleichung für die Schallbewegung in einem linearen Medium $y = F(x + xt) + f(x - xt)$ anschaulich machen.

Man kann auch den Apparat dadurch completiren, da man eine Reihe leichterer oder schwererer Cylinder hinzufügt, wodurch zwei aneinander gränzende Medien von gleicher Dichte dargestellt werden.

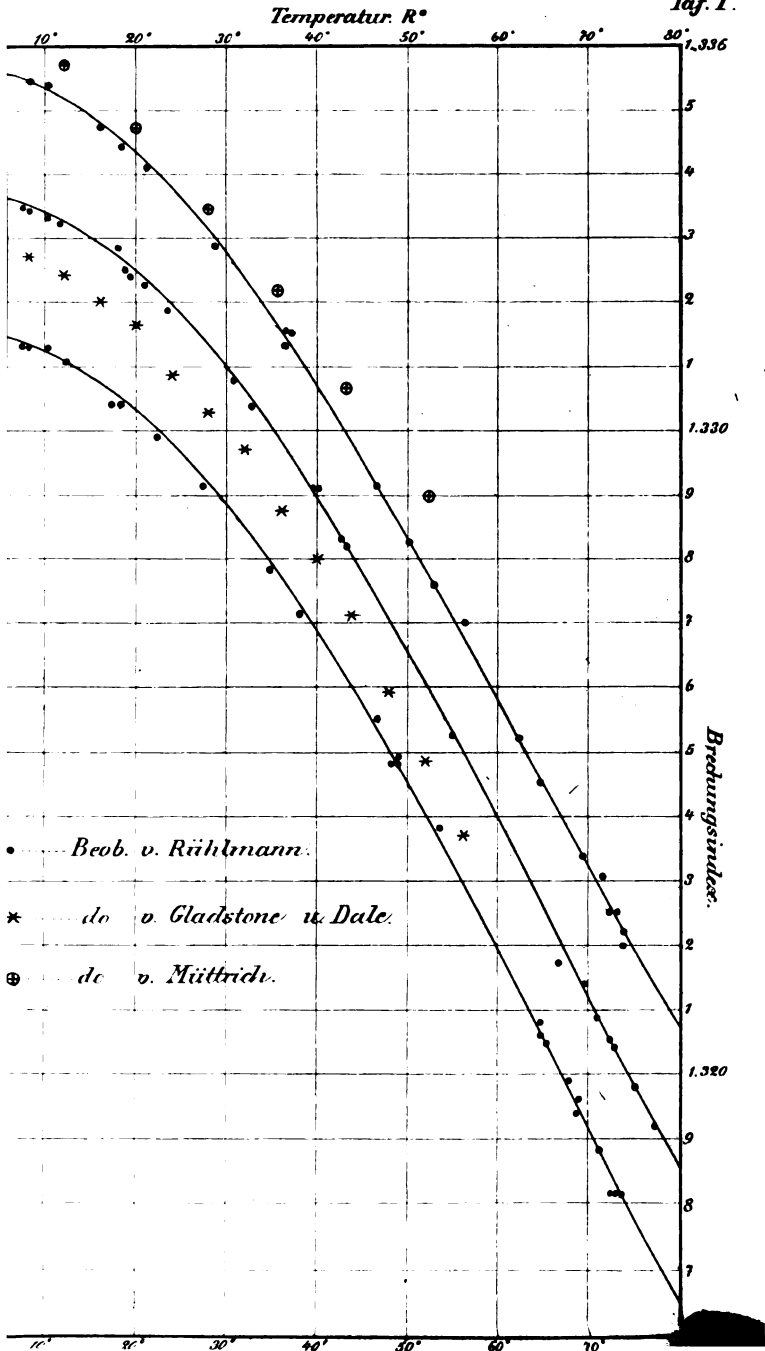
VIII. Notizen.

1. *Blei-Thallium-Glas* ist neuerdings in England blicirt worden durch Zusammenschmelzen von 300 reinem Sand, 200 Mennige und 335 kohlen saurem Thalliumox (statt der gewöhnlichen 100 Pottasche). Dasselbe ist sehr schwach gelblich, hat eine Dichte = 4,235 und ein Brechungsindex = 1,71 (*Silliman's N. Journ. XLIII, 2*; aus *L'Institut* 1866 p. 320).

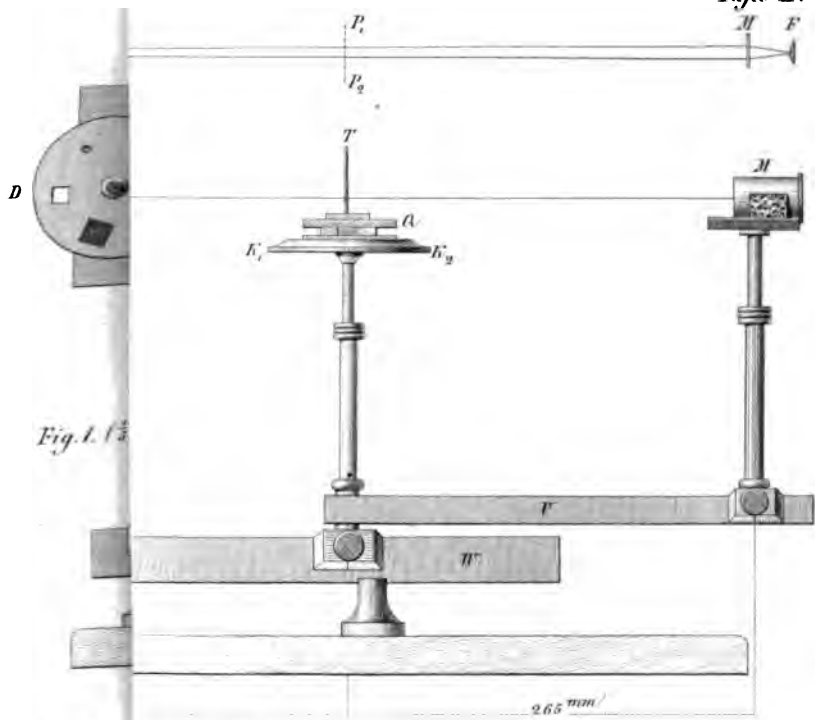
2. *Thonerdeglass*. Durch Zusammenschmelzen von re 40, 50, 60 und 80 Thl. Thonerde mit einem Gemenge v 250 Sand, 100 kohlen. Natron und 50 kohlen. Kalk I (der seitdem — 31. Mai d. J. — verstorbene) Pelou: Gläser dargestellt, die von Hrn. Baille optisch untersu wurden. Derselbe fand den Brechungsindex:

	Thonerde:			
	40	50	60	80
Für Linie C	1,5115	1,5120	1,5143	1,515
„ „ D	1,5183	1,5137	1,5159	1,516
„ „ F	1,5210	1,5211	1,5224	1,523
Mittl. Index	1,5172	1,5174	1,5192	1,520

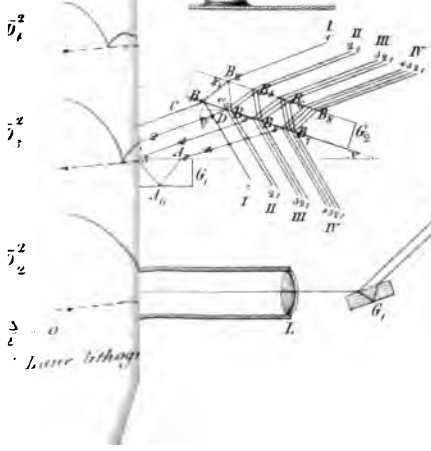
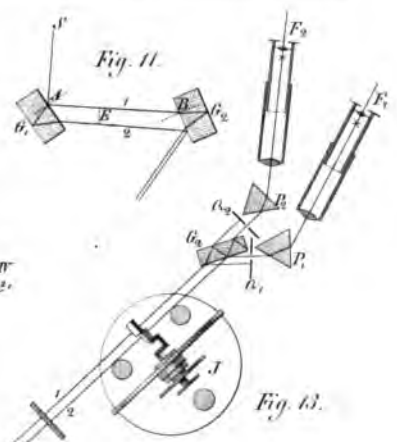
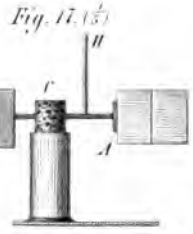
wonach der Index mit dem Thonerdegehalt wächst, währe die Dispersion abnimmt, da deren Coëfficient respective w 0,00185; 0,00177; 0,00154 und 0,00153. Beim Krysta glase dagegen wachsen Brechkraft und Dispersion zuglei mit dem Bleigehalt (*Compt. rend. LXIV, 58*).







- IV . ■■
- III . ■
- II . |
- $\frac{\Delta}{2}$. ○



L. v. L. lithogr.



I. *Untersuchung über die Aenderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes im Wasser durch die Wärme;*
von Richard Rühlmann.

(Schluß von S. 29.)

IV.

Die angestellten Messungen.

Man verfuhr bei den Beobachtungen nach folgendem Schema:

- 1) Winkelbestimmung des Prisma bei der Temperatur der Beobachtung.
 - 2) Einstellung des Minimums der Ablenkung für die Natriumlinie.
 - 3) Constanterhalten der Temperatur und Ablesung des Thermometers.
 - 4) Messung des Winkels der kleinsten Deviation.
 - 5) Messung der Abstände der Drehungsaxe des Universalinstrumentes von dem Prisma und von der Spalte.
 - 6) Bestimmung der Temperatur des Beobachtungslocales.
-

Die Winkelbestimmungen (1) wurden immer für eine kleine hinter einander fortlaufende Reihe von Beobachtungen, die sich auf ein nicht zu großes Temperaturintervall bezogen, combinirt und das Mittel daraus als wahrscheinlichster Werth eingeführt.

Um während der Dauer einer Beobachtung die Temperatur constant zu erhalten, wurde so verfahren, daß man die Lampe nach Erwärmung der Flüssigkeit, während der

Einstellung der Linien, entweder ganz entfernte, oder die Flamme derselben ganz klein machte. Während sich die äußere Flüssigkeit, die wärmer war, gegen die innere in's Wärmegleichgewicht setzte und der Ausstrahlungsprocess bereits begann, gab es immer einige Secunden, während welcher die Temperatur in der Flüssigkeit ziemlich gleichförmig blieb. Dies machte sich dadurch kenntlich, daß die gebrochenen Bilder der Spectral-Linie scharf begrenzt und geradlinig erschienen. Dann wurde die Linie rasch eingesellt und die Temperatur am Thermometer abgelesen. Das Minimum der Ablenkung wurde stets nur für die Natriumlinie eingestellt und diese Stellung blieb auch innerhalb mehrerer Grade Temperaturschwankung ungeändert, da selbst bedeutende Abweichungen vom wahren Minimum noch keinen Einfluß auf die Lage des gebrochenen Bildes ausüben. Streng genommen müßte man dann nach einer etwas anderen Formel das Endresultat berechnen. Wir haben hier durchgängig davon abgesehen.

Ist nämlich für einen Strahl, z. B. D das Minimum der Ablenkung eingestellt, so dient zur Rechnung:

$$\frac{n}{D} = \frac{\sin \frac{1}{2} (d + \alpha)}{\sin \frac{1}{2} \alpha} \quad (A).$$

Sind nun i_1 und i_2 die Einfallswinkel und r_1 und r_2 die Brechungswinkel an den beiden Flächen (siehe Fig. 8, Taf. I), so ist

- 1) $\sin i_1 = n \sin r_1 \quad \sin i_2 = n \sin r_2$
- 2) $r_1 + r_2 = \alpha$
- 3) $d = i_1 + i_2 - \alpha$ oder $i_1 = d - i_2 + \alpha$
- 4) $\sin (d - i_2 + \alpha) = n \sin (\alpha - r_2)$.

Bei Einstellung des Minimum der Ablenkung ist nun:

$$i_1 = i_2 = \frac{d + \alpha}{2} \quad r_1 = r_2 = \frac{\alpha}{2}$$

Ein Nachbarstrahl habe nun bei ungeänderter Stellung des Prisma eine Ablenkung $d - \delta$, sein Brechungsindex sey ν , sein erster Brechungswinkel ϱ_1 . Wegen der Unveränderlichkeit des Einfallswinkels folgt dann:

$$5) \sin \frac{(d + \alpha)}{2} = \nu \sin \varrho_1.$$

Für den zweiten Brechungswinkel hat man:

$$6) \sin \left(\frac{d + \alpha}{2} - \delta \right) = \nu \sin (\alpha - \varrho_1).$$

Setzt man nun $\varrho_1 = \frac{\alpha}{2} + \beta$ und zerlegt 6), so findet man:

$$\begin{aligned} 7) \sin \frac{d + \alpha - \delta}{2} \cos \frac{\delta}{2} - \cos \frac{d + \alpha - \delta}{2} \sin \frac{\delta}{2} \\ = \nu \sin \frac{\alpha}{2} \cos \beta - \nu \cos \frac{\alpha}{2} \sin \beta. \end{aligned}$$

Aehnlich findet man aus 5)

$$\begin{aligned} 8) \sin \frac{d + \alpha - \delta}{2} \cos \frac{\delta}{2} + \cos \frac{d + \alpha - \delta}{2} \sin \frac{\delta}{2} \\ = \nu \sin \frac{\alpha}{2} \cos \beta + \nu \cos \frac{\alpha}{2} \sin \beta. \end{aligned}$$

Addirt und subtrahirt man 7) und 8), so ergibt sich 9) und 10):

$$9) \sin \frac{d + \alpha - \delta}{2} \cos \frac{\delta}{2} = \nu \sin \frac{\alpha}{2} \cos \beta.$$

$$10) \cos \frac{d + \alpha - \delta}{2} \sin \frac{\delta}{2} = \nu \cos \frac{\alpha}{2} \sin \beta.$$

Dividirt man 10) durch 9), so folgt:

$$11) \cot \frac{d + \alpha - \delta}{2} \tan \frac{\delta}{2} \tan \frac{\alpha}{2} = \tan \beta.$$

Hieraus bestimmt man β und findet dann nach der Formel (B)

$$12) \nu = \frac{\sin \left(\frac{d + \alpha}{2} \right)}{\sin \left(\frac{\alpha}{2} + \beta \right)} \quad (B).$$

den Brechungsindex.

Führen wir diese Rechnung aus für die drei Angaben bei 0° , nachdem dieselben auf $10''$ abgerundet worden, so ist:

$$d_{n_s} = 22^\circ 55' 5'' \quad \delta_{L_s} = 10' 0'' \quad \delta_{T_s} = -8' 20'' \quad \alpha = 58^\circ 38' 31''$$

Man findet hiermit: $\beta_{L_s} = +3' 16'' \quad \beta_{T_s} = -2' 42''.$

Dies in 12) eingesetzt giebt:

$$n_{L_s} = 1,33154 \quad n_{T_s} = 1,33566,$$

während man nach der gewöhnlichen Methode diese Werthe ebenfalls zu:

$$n_{Lu} = 1,33154 \quad n_{rA} = 1,33566$$

bestimmt.

Die Differenzen sind in der fünften Decimale noch unmerklich, man konnte daher mit vollem Recht durchgängig nach der einfacheren Formel (A) rechnen.

Die Beobachtungsergebnisse selbst sind in den Tabellen I, II, III zusammengefasst. Es musste einmal die Aufstellung gewechselt werden, wodurch die Distanzen geändert wurden; die bei der ersten Aufstellung gemachten Messungen sind durch ein Sternchen (*) kenntlich. Die Spalte »corrigirte Temperatur« erhält die für das Herausragen der Scala (von -55° an und bei 8° Lufttemperatur) und die Abweichungen vom Normalthermometer corrigirten Thermometerangaben. Die Columnen »Winkel der kleinsten Ablenkung« enthalten unter φ die Ablesungen am Universalinstrument, unter ν die Correctionen wegen der excentrischen Aufstellung des Prisma's und unter δ die eigentliche Deviation des Strahles. Die Lufttemperatur schwankte während der sämtlichen Beobachtungen (nur wenige Zehntelgrade abweichend) um 7° R. Der Luftdruck änderte sich zwischen $337''$ P. und $330''$ P. Quecksilberhöhe. Die Beobachtungen bei 0° sind angestellt, indem man den Hohlraum des Prisma P_1 mit schmelzendem reinen Eis anfüllte und so lange wartete, bis keine Veränderung des Brechungsindex mehr bemerkbar war.

(Hier folgt Tabelle I, II und III.)

Um die Excentricitätscorrectionen anzubringen, mußte man noch die oben erwähnten Abstände messen. Man fand für die erste Aufstellung, auf die sich die mit einem Sternchen versehenen Beobachtungen beziehen:

1) Entfernung des Spaltes von der Drehungs-	axe des Universalinstrumentes:	7795 ^{mm}
		7796
		7793
	Mittel:	7795 ^{mm}

2) Entfernung des Prisma's von dem Universalinstrument:	
	342 ^{mm} ,2
	342 ^{mm} ,1
	341 ^{mm} ,7
Mittel:	342 ^{mm} ,0

Bei der zweiten Aufstellung ergab sich:

No. 1) entsprechend: 7789 ^{mm}	No. 2) entsprechend: 337 ^{mm} ,4
7791	337 ^{mm} ,5
7790	337 ^{mm} ,3
7790,5	337 ^{mm} ,4
7790	337 ^{mm} ,2
7790	337 ^{mm} ,1
Mittel: 7790 ^{mm} ,1	Mittel: 337 ^{mm} ,3

Aus der vollkommenen Uebereinstimmung der aus beiden Aufstellungen hervorgegangenen Resultate kann man einen Schlufs auf die Zuverlässigkeit der Methode machen.

Die Mitten des direct gesehenen und des gebrochenen Bildes der Spalte lagen nicht genau in einer Ebene, sondern waren um 7' 45" in der Höhe verschieden. Die anzubringende Correction ist leicht aus dem rechtwinkligen sphärischen Dreieck ABB' abzuleiten (siehe Fig. 9, Taf. I). AB' sey die im Hauptkreis gemessene Ablenkung des Lichtstrahles, BB' die Höhendifferenz, so ist der Winkel der Ablenkung, den man eigentlich messen sollte, AB und $\cos AB = \cos AB' \cos BB'$. Bemerkt man noch, daß $\log \cos 8' = 9,9999988$, so ist ersichtlich, daß man von einer Correction der abgelesenen Winkel absehen konnte.

Die Winkel der kleinsten Ablenkung, die man direct am Universalinstrument gemessen, mußten wegen der Excent-

tricität des Prisma's noch um eine positive Correction ψ vermehrt werden. Um dies zu erleichtern, construirte man Hülfsstäfelchen, die von 5 zu 5 Minuten die Correctionen ergaben.

Was endlich die Fehler der einzelnen Beobachtungen betrifft, so können solche herkommen: von Ungenauigkeiten 1) in der Bestimmung von φ und α , 2) in der Bestimmung der Distanzen, 3) in der Bestimmung der Temperatur.

Die Messung der kleinsten Ablenkung dürfte zwischen den Temperaturen 0° und 10° , wo man nicht mit Schwierigkeiten wegen des Constanthaltens der Temperatur zu kämpfen hatte, auf $5''$ genau anzunehmen seyn; bei höheren Temperaturen können leicht die Fehler bis zu $30''$ wachsen und für die höchsten Temperaturen, zumal bei der Thalliumlinie und Lithiumlinie, die dann ziemlich lichtschwach waren, gehen sie, nach den Resultaten beurtheilt, bis zu $1'$. Hieraus folgt für die niederen Temperaturen eine Sicherheit bis auf drei Einheiten der fünften Decimale; von 10° an bis zu den höheren Temperaturen dürfte die vierte Decimale nicht mehr auf eine Einheit sicher seyn und zwischen 70° und 80° können die Fehler bis auf zwei Einheiten der vierten Decimale steigen, da ein Fehler in φ von $1'$ gerade zwei Einheiten der vierten Decimale im Index entspricht.

Die Bestimmung der Längen kann ebenfalls zu Fehlern Anlaß geben, da hiervon die Größe der Correction ψ abhängt. Einer Aenderung der größeren Distanz um 10^m entspricht eine Aenderung von ψ um $5''$; der Fehler dürfte hier aber nicht über 4^m hinaus gehen; die einzelnen Messungen dieses Werthes stimmen unter sich (siehe Seite 181) doch weit besser überein. Einer Aenderung der kleineren Distanz um 10^m entspricht eine Aenderung von ψ um $1' 45''$, doch glaube ich, daß bei meiner Bestimmungsweise der Fehler in dieser Länge 2^m kaum erreicht. Es können also durch Fehler in den Längenmessungen noch Abweichungen in φ bis zu $26''$ zu den übrigen Fehlern hinzu kommen. — Der wahrscheinliche Fehler in der Winkel-

Bestimmung des Prisma wird nicht 10" übersteigen, wie die Uebereinstimmung der für eine bestimmte Temperatur gemessenen Winkel zeigte. Diese Messungen werden um so genauer seyn, da man meistens drei Winkelmessungen zu einem eingeführten Winkelwerth zusammenzog. Eine Abweichung von 10" in α bedingt einen möglichen Fehler im Brechungsindex um zwei Einheiten der fünften Decimale. — Die Fehler in der Ablesung oder in der Correction der Temperatur können bis zu 0,3 steigen, was bei niederen Temperaturen einen fast verschwindenden Einfluss hat, während es bei höheren Temperaturen einen Fehler um eine bis zwei Einheiten der vierten Decimale mit sich bringen könnte.

V.

Die Ausgleichsrechnung.

Nachdem man auf die vorhin angeführte Weise die Beobachtungen in Tabelle I, II, III erhalten hatte, wurden dieselben zuerst graphisch aufgetragen; um zu sehen, ob sich keine derselben soweit von einem gesetzmäßigen Gange entferne, das man einen groben Rechenfehler oder Beobachtungsfehler annehmen müßte. Da sich dies nirgends zeigte und Controlen die Richtigkeit der Rechnung gezeigt hatten, wurde versucht, den sichtlich vorhandenen regelmässigen Verlauf der Werthe einem mathematischen Ausdrucke unterzuordnen.

Der nächst liegende Gedanke war hier der, zu probiren, ob nicht eine Formel den Versuchen genüge, die der für die Ausdehnungscoefficienten gebräuchlichen ähnlich ist. Um nun den Anschluß verschiedener Curven, die diesen Gesetzen entsprechen, versuchen zu können, nahm man einige aus den Beobachtungen für die Natriumlinie und zog hieraus vier sogenannte Normalorte:

t	0°	10°	40°	70°
n ,	1,33380	1,33340	1,32910	1,32115

mit deren Hülfe angenäherte Werthe der Constanten gerechnet wurden. Man glaubte annehmen zu können, ohne

irgendwie sich von der Wahrheit zu entfernen, daß eine Formel, der sich der Brechungsindex für D anpasse, der Form nach auch auf die beiden anderen Strahlen anwendbar sein müsse

Man erhielt für eine Curve von der Form

$$n = a + bt + ct^2,$$

$$1) n = 1,3338 - 0,0000332t - 0,000002107t^2$$

aus den 3 Normalorten 0° , 40° und 70° . Diese Linie läßt alle Anfangswerte zu klein finden, schließt sich bei mittleren Temperaturen ziemlich gut an und weicht am Ende wieder ziemlich stark einseitig von den beobachteten Größten ab. Da also die's Gesetz nicht befriedigen konnte, so wurde $n = a - bt - ct^2 - dt^3$ versucht und hierzu aus den obigen vier Werten folgende Constanten berechnet:

$$2) n = 1,3337 - 0,00001099t - 0,000002980t^2 - 0,00000007936t^3$$

Diese Gleichung schließt sich allerdings den Beobachtungen vorzüglich an. — Bei einem Vergleich der ersten Güteverthe sah man, das das lineare Glied gegen die anderen sehr klein sei, und man versuchte daher, ob seine Vernachlässigung einen wesentlichen Unterschied bedinge. Die Rechnung wurde daher wiederholt für $n = a + ct^2 + dt^3$ und

$$3) n = 1,3338 - 0,000003412t^2 - 0,0000001186t^3$$

gefunden, eine Formel, die sich den Beobachtungen ebenso gut anschlös, wie die vorhergehende. — Eine einzelne frühere Beobachtung hat mir aber als wahrscheinlich erscheinen lassen, daß unter Null Grad bei flüssigem Wasser der Brechungsexponent wieder abnimmt, mit Rücksicht hierauf vermuthete ich eine symmetrische Gestalt der Formel und versuchte endlich noch

$$n = a + bt^2 + ct^4$$

und berechnete hierfür

$$4) n = 1,3338 - 0,000003110t^2 + 0,000000001078t^4.$$

Diese Formel schließt sich den Beobachtungen auch sehr gut an und ist so einfach, daß ich beschloß, dieselbe willkürlich für die zu nehmen, nach welcher sich der Brechungs-

exponent ändere, und nach dieser das Ausgleichungswerk einzuleiten.

Da in $n = a + bt^2 + ct^4$ für niedere Temperatur c nur unbedeutenden Einfluss hat, bestimmte man die Indices für 0° aus den Beobachtungen zwischen 0° und 10° nach der Formel $n = a + bt^2$. Diese Werthe sind ohnehin genauer als alle übrigen, einmal weil die Temperatur der Flüssigkeit von derjenigen der umgebenden Luft nur sehr wenig verschieden ist und somit die Temperaturbestimmungen correcter sind, und anderntheils weil in Folge dessen die gebrochenen Bilder der Linien viel schärfer und deutlicher sind und somit der Einstellungsfehler geringer ist.

Man fand auf diese Weise nach der Methode der kleinsten Quadrate:

$$n = 1,33154 \text{ (für Li)} \quad n = 1,33374 \text{ (für Na)}$$

$$n = 1,33568 \text{ (für Th).}$$

Nun erfolgte die Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate nach der Formel:

$$n - a = bt^2 + ct^4$$

oder

$$m = bt^2 + ct^4.$$

Da nun sowohl m als t mit Fehlern behaftet ist, findet man nicht:

$$m - bt^2 - ct^4 = 0, \text{ sondern } m - bt^2 - ct^4 = \delta.$$

Nach der Ausgleichungsmethode soll nun $\sum \delta^2$ ein Minimum werden, d. h.

$$\frac{\partial \sum \delta^2}{\partial b} = 0 \text{ und } \frac{\partial \sum \delta^2}{\partial c} = 0,$$

aus diesen beiden Differentialgleichungen leitet sich ab:

$$\sum mt^2 = b \sum t^4 + c \sum t^6 \text{ und } \sum mt^4 = b \sum t^6 + c \sum t^8$$

und hieraus:

$$b = \frac{\sum mt^2 \sum t^6 - \sum mt^4 \sum t^4}{\sum t^4 \sum t^6 - (\sum t^5)^2} \quad c = - \frac{\sum mt^2 \sum t^8 - \sum mt^4 \sum t^6}{\sum t^6 \sum t^8 - (\sum t^7)^2}.$$

Es wurden hiernach für die Aenderung der Brechungs-
exponenten des Wassers mit der Temperatur folgende Formeln gefunden:

1) für die Lithiumlinie:

$$n = 1,33154 - 0,000003072 t^2 + 0,0000000001123 t^4$$

2) für die Natriumlinie:

$$n = 1,33374 - 0,000003147 t^2 + 0,0000000001205 t^4$$

3) für die Thalliumlinie:

$$n = 1,33568 - 0,000003267 t^2 + 0,0000000001476 t^4$$

Der Anschluss dieser Formeln an die beobachteten Werthe, den man in Tabelle I, II, III, nach Seite 180 verfolgen und den man noch sehr leicht aus der graphischen Darstellung¹⁾ beurtheilen kann, ist ein vollkommen genügender zu nennen, da nur in den höchsten Temperaturen, bei den Beobachtungen für die Lithiumlinie und Thalliumlinie je einmal Abweichungen um drei Einheiten der vierten Decimale vorkommen und diese aus zufälligen Beobachtungsfehlern vollkommen erklärlich sind. Man hat außerdem nach den drei Formeln eine Tabelle gerechnet, welche die Brechungsindices für unsere 3 Spectrallinien von 2° zu 2° enthält.

IV. Tabelle der Brechungsindices des Wassers
für die

R.	Lithiumlinie	Diffe- renz	Natriumlinie	Diffe- renz	Thalliumlinie	Diffe- renz
0°	1,33154	1	1,33374	1	1,33568	1
2	1,33153	4	1,33373	4	1,33567	4
4	1,33149	6	1,33369	6	1,33563	7
6	1,33143	9	1,33363	9	1,33556	6
8	1,33134	11	1,33354	12	1,33547	12
10	1,33123	13	1,33342	14	1,33535	13
12	1,33110	16	1,33328	16	1,33522	17
14	1,33094	19	1,33312	18	1,33505	20
16	4,33075	20	1,33294	21	1,33485	22
18	1,33055	22	1,33273	23	1,33463	24
20	1,33033	25	1,33250	25	1,33439	25
22	1,33008	27	1,33225	28	1,33412	29
24	1,32981	30	1,33197	31	1,33383	31
26	1,32951	32	1,33166	32	1,33352	33
28	1,32914	33	1,33134	33	1,33319	35
30	1,32886	35	1,33101	36	1,33284	38
32	1,32851	37	1,33065	39	1,33246	39
34	1,32816	40	1,33026	40	1,33207	40
36	1,32776	41	1,32986	42	1,33167	42

1) Siehe Taf. I.

R.	Lithiumlinie	Diffe- renz	Natriumlinie	Diffe- renz	Thalliumlinie	Diffe- renz
38°	1,32733	41	1,32944	42	1,33125	42
40	1,32690	43	1,32901	43	1,33081	44
42	1,32646	44	1,32856	45	1,33036	45
44	1,32600	46	1,32810	46	1,32990	46
46	1,32553	47	1,32762	48	1,32942	48
48	1,32505	48	1,32713	49	1,32891	51
50	1,32456	49	1,32662	51	1,32841	50
52	1,32405	51	1,32611	51	1,32791	52
54	1,32353	52	1,32558	53	1,32740	53
56	1,32300	53	1,32505	53	1,32687	53
58	1,32247	53	1,32451	54	1,32634	53
60	1,32194	53	1,32397	54	1,32581	53
62	1,32139	54	1,32342	55	1,32528	53
64	1,32084	55	1,32287	55	1,32476	52
66	1,32029	55	1,32232	55	1,32424	52
68	1,31974	55	1,32177	55	1,32372	52
70	1,31919	55	1,32121	56	1,32322	50
72	1,31864	55	1,32066	55	1,32270	52
74	1,31809	55	1,32012	54	1,32220	50
76	1,31755	54	1,31958	54	1,32171	49
78	1,31701	54	1,31905	53	1,32127	47
80	1,31647	54	1,31853	52	1,32083	44

Man muß dabei berücksichtigen, daß die vorstehende Tabelle die Brechungsindices enthält aus Wasser in Luft von 7° und ungefähr 335^m Druck; die relativen Indices müßten also noch auf die Brechung in den freien Aether reducirt werden. — Nach dem Biot-Arago'schen ¹⁾ Gesetz ist die brechende Kraft der Luft, d. h. das Quadrat des Brechungsindex, vermindert um die Einheit, der Dichte proportional. Mithin ist für Luft:

$$n_1^2 - 1 = \frac{\text{Const } b^{\text{mm}}}{(1 + \alpha t) 760^{\text{mm}}}$$

(α Ausdehnungscoeff. d. Luft = 0,00367). Nun ist bekanntlich für $t = 0^\circ$ und $b = 760^{\text{mm}}$ nach denselben Physikern $n_1 = 0,000294$ der Brechungsindex der Luft. Hieraus bestimmt sich die Constante = 0,000588. Ist nun n_1 der absolute Brechungsexponent der Luft von t° und b^{mm} Druck, n der relative Brechungsexponent eines Mittels in Luft von

1) Biot und Arago, *Mémoires de l'Académie de France T. VII*, 1807.

t^0 und b^m Druck, so ist dessen absoluter Brechungsexponent N

$$N = n_1 \cdot n = n \cdot \sqrt{\frac{1 + 0,000588 b}{(1 + \alpha t) 760}}$$

Man könnte meinen: man müßte für t die Temperatur der dem Prisma nächstliegenden Luftschicht annehmen. Eine einfache Rechnung beweist, daß man nur nöthig hat, die Temperatur des Beobachtungsraumes zu berücksichtigen, unter der Voraussetzung, daß das Prisma soweit vom Fernrohr-objectiv entfernt ist, daß dort die Temperatur dieselbe ist, wie im ganzen Zimmer.

Man kann sich denken, daß die Glasplatte eine Temperatur t habe, die ebenso groß als diejenige der Flüssigkeit seyn mag, und daß die Temperatur der Luft innerhalb von Schichten, parallel der Glasplatte, sich nicht ändert, nach außen hin aber stetig abnimmt, bis sie in einer gewissen Entfernung vom Prisma der Temperatur T der umgebenden Luft gleich geworden ist. Ich denke mir parallel der Prismenfläche die Luft in so dünne Schichten getheilt, daß man in diesen die Temperatur als constant ansehen kann. In der dem Glas am nächsten liegenden dieser Schichten sey dieselbe $t - \varepsilon_1$, in der übernächsten $t - \varepsilon_2$, bis endlich in einiger Entfernung $t - \varepsilon$, $t = T$ geworden. Kommt aus der Flüssigkeit ein Lichtstrahl und fällt unter i auf die verschließende Glasplatte, so wird er nach dem Einfallsloth zu gebrochen unter einem Winkel r . (Siehe Fig. 10, Taf. I.) Es sey N der absolute Brechungsexponent des Wassers von t^0 und n der des Glases bei t^0 , ν_1 , ν_2 , ν_3 die absoluten Brechungsexponenten der Luft von der Temperatur $t + \varepsilon$, t , $t + \varepsilon_2$ usw. und ν , derjenige für T . Die relativen Brechungsquotienten, durch welche das Verhältniß des Brechungszum Einfallswinkel bestimmt wird, sind die Quotienten der absoluten Indices aus dem einen in das andere Mittel. In Folge dessen hängen r und i von einander ab durch die Gleichung:

$$\sin r = \frac{n}{N} \sin i.$$

Da die Begrenzungen der Luftschichten jedesmal der planparallelen Glasplatte parallel angenommen worden sind, so sind die Brechungswinkel aus dem vorhergehenden Mittel jedesmal die Einfallswinkel in das nachfolgende Medium und somit in unserer Beziehung:

$$\sin r_1 = \frac{r_1}{n} \sin r, \quad \sin r_2 = \frac{r_2}{r_1} \sin r_1 \text{ usw.}$$

$$\sin r_i = \frac{r_i}{r_{i-1}} \sin r_{i-1} - 1.$$

Substituirt man diese Gleichungen der Reihe nach jede in die nachfolgende, so findet man:

$$\sin r_i = \frac{r_i}{N} \sin i$$

d. h. die Brechung aus einem erwärmten Hohlprisma in Luft von T^0 erfolgt gerade so, als ob der Strahl direct aus der erwärmten Flüssigkeit in Luft, von der Temperatur des Beobachtungslokales ausgetreten wäre und nur eine parallele Verschiebung erfahren hätte.

Der Luftdruck schwankte während der Beobachtungen zwischen 337^{mm} und 330^{mm} Par. Linien, wofür wir im Mittel und auf Millimeter reducirt 755^{mm} setzen ¹⁾. Man kann nun mit Hülfe der Seite 183 gegebenen Formel die relativen Brechungsexponenten auf absolute reduciren, die Correction beträgt

für Brechungsexponenten	= 1,33570	+ 0,00038,
„ „ „	= 1,32710	+ 0,00038,
„ „ „	= 1,31850	+ 0,00038.

Man braucht also zu den sämtlichen Werthen, welche in der Tabelle IV enthalten sind, nur 0,00038 hinzuzuzaddiren, um daraus auch die absoluten Brechungsexponenten des Wassers für die Lithiumlinie, Natriumlinie und Thalliumlinie entnehmen zu können.

Aus den gefundenen Zahlenwerthen in der Tabelle IV leitet man folgende Resultate ab:

1) Ein Unterschied von 10^{mm} im Luftdruck bedingt eine Differenz um keine ganze Einheit der fünften Decimale bei Berechnung der absoluten Brechungsexponenten, so daß obige Einführung eines constanten Druckes erlaubt war.

1) Der Brechungsindex des Wassers nimmt stetig ab von 0° bis 80° R., ohne bei dem Dichtigkeitsmaximum irgend eine Abweichung von dem Aenderungsgesetze zu zeigen, mithin die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes stetig zu. Die Aenderung des Brechungsindex mit der Temperatur lässt sich auf befriedigende Weise durch eine Formel:

$$\mu = a - bt^2 + ct^4$$

ausdrücken. Bei höheren Temperaturen, für die Lithiumlinie bei 77° R., für die Natriumlinie bei 71° und für die Thalliumlinie bei 61° , liegen in den von uns gerechneten Curven Wendepunkte. Dieselben können durch den Charakter der Formel hinein gekommen seyn und brauchen nicht in der Natur der Erscheinungen selbst begründet zu seyn. Die Abnahme des Brechungsindex pro 1° steigt von 0,00005 bis 0,00028; sie ist bei den höchsten Temperaturen am größten.

2) Die Dispersion zwischen der Lithiumlinie und der Natriumlinie wird bei dem Wasser ausgedrückt durch:

$$4) D_1 = n_{Na} - n_{Li} = 0,00220 - 0,0000000751 t^2 + 0,000000000062 t^4$$

und erreicht ein Minimum, wenn $\frac{dD_1}{dt} = 0$, d. h. bei $67^\circ,6$ R.

Die Dispersion zwischen der Natrium- und Thalliumlinie wird ausgedrückt durch:

$$5) D_2 = n_{Ta} - n_{Na} = 0,000194 - 0,000000120 t^2 + 0,0000000000271 t^4$$

und wird ein Minimum, wenn $\frac{dD_2}{dt} = 0$, d. h. bei $47^\circ,1$ R.

Die Dispersion zwischen der Lithium- und Thalliumlinie

$$6) D_3 = 0,00414 - 0,000000195 t^2 + 0,0000000000353 t^4$$

wird am kleinsten zwischen 0° und 80° R. bei $52^\circ,6$ R. Diese letzten Resultate, die sich auf die Dispersion beim Wasser beziehen, können allerdings in Staunen versetzen, da sie zum Theil den Beobachtungen Gladstone's und Dale's widersprechen. Die Werthe, um die es sich hier-

bei handelt, sind aber sehr klein, und die geringe Differenz der Wellenlängen zwischen den von uns gewählten Strahlen ist nicht geeignet unzweideutig zu entscheiden, ob man es blofs mit dem Resultate einer nicht ganz anschliessenden Interpolationsformel, oder einer wirklich von der Natur gegebenen eigenthümlichen Erscheinung zu thun hat.

Mit Hülfe der drei Formeln für die Brechungsindices sind wir im Stande drei Relationen aufzustellen:

$$a_1 + b_1 t^2 + c_1 t^4 = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}$$

$$a_2 + b_2 t^2 + c_2 t^4 = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}$$

$$a_3 + b_3 t^2 + c_3 t^4 = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}$$

aus denen A , B und C als Functionen der Temperatur abgeleitet werden können.

Da das Wasser sehr geringe Dispersion zeigt, so kann man sich in der Cauchy'schen Dispersionsformel

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \dots$$

ohne wesentlichen Fehler der ersten Approximation $n = A + \frac{B}{\lambda^2}$ bedienen. Wir wollen daher mit Rücksicht auf einen späteren Zweck uns damit begnügen, aus den Formeln für den Lithiumstrahl (1) und den Thalliumstrahl (3) A und B zu bestimmen.

Man findet:

$$A_t = \alpha_1 - \alpha_2 t^2 + \alpha_3 t^4, \text{ wobei } \begin{aligned} \alpha_1 &= 1,32432 \\ \log \alpha_2 &= 0,436957-6 \\ \log \alpha_3 &= 0,709100-11 \end{aligned}$$

$$B_t = \beta_1 - \beta_2 t^2 + \beta_3 t^4, \text{ wobei } \begin{aligned} \log \beta_1 &= 0,511831-9 \\ \log \beta_2 &= 0,184866-13 \\ \log \beta_3 &= 0,442606-17 \end{aligned}$$

Mit Benutzung der Formel:

$$7) \quad n_{t,\lambda} = A_t + \frac{B_t}{\lambda}$$

kann man, bis auf eine bis zwei Einheiten der vierten Decimale genau, durch Einsetzung des betreffenden λ und t ,

den Brechungsindex für jede beliebige Fraunhofer'sche Linie und jede Temperatur (zwischen 0° und 80°) finden.

Um zu zeigen, daß die Dispersionsformel 7) wirklich genügt, um die Brechungsverhältnisse für alle Temperaturen darzustellen, führe ich hier einige nach ihr gerechnete Werte, die sich auf die D-Linie beziehen, auf, und stelle die direct aus der Tabelle entnommenen Zahlen daneben:

Brechungsindex für die D-Linie.			
R.	Aus (7) berechnet	Beobachtet und ausgegeben	Diff.
0°	1,33369	1,33374	-0,5
8	1,3334	1,3335	-1
16	1,3329	1,3329	0
24	1,3319	1,3320	-1
32	1,3306	1,3306	0
40	1,3290	1,3290	0
48	1,3271	1,3271	0
56	1,3250	1,3250	0
64	1,3229	1,3229	0
72	1,3207	1,3207	0
80	1,3187	1,3185	+2

Da die Cauchy'sche erste Approximation schon so genügende Resultate liefert, und die Berechnung der Coefficienten in der sonst viel vorzüglicheren Christoffel'schen Dispersionsformel¹⁾ sehr umständlich ist, so begnüge ich mich mit dieser Formel 7); und glaube durch sie die Aenderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes im Wasser mit der Wärme ausreichend bestimmt zu haben.

1) Christoffel, Berichte der Berliner Akademie für 1861., 2. Bd. S. 906 bis 919 und 997 bis 999.

Diese Formel basirt allerdings auch auf der ungenügenden Grundlage des Cauchy'schen „*Mémoire sur la dispersion*“, ist aber ebenso wie die Cauchy'sche Formel als empirischer Ausdruck ganz brauchbar und läßt eine sehr interessante Deutung ihrer Constanten n_0 und λ_0 zu.

Sie lautet:
$$n = \frac{n_0 \sqrt{2}}{\sqrt{1 + \frac{\lambda_0}{\lambda}} + \sqrt{1 - \frac{\lambda_0}{\lambda}}}$$
 wo n der Brechungsindex, λ die

Wellenlänge und n_0 und λ_0 zwei von der Natur des Mittels abhängige Constanten sind.

VI.

Ueber die Beziehung zwischen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes und der Dichte.

Bekanntlich hat die Emissionshypothese zwischen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes und der Dichte folgende Relation ergeben: ¹⁾

$$\frac{n^2 - 1}{d} = \frac{4k}{v^2}$$

worin v die Geschwindigkeit des Lichtes in der Luft und k eine Constante bedeutet. Hiernach wäre die sogenannte brechende Kraft $n^2 - 1$ dividirt durch die Dichte eine constante Gröfse.

So lange, unter Benutzung der Vibrationshypothese, die mathematische Theorie des Lichtes bei Aufstellung der Differentialgleichungen der Bewegung des Aethers die Existenz der Körpermoleküle und deren Einwirkung auf die Aethermoleküle aufser Acht liefs, mußte es unmöglich bleiben, eine Beziehung zwischen den optischen Verhältnissen und der Körperdichte ausfindig zu machen. — Jetzt aber, wo man wohl allgemein nach dem Vorgange eines Cauchy ²⁾ Redtenbacher ³⁾, Lorenz ⁴⁾, Briot ⁵⁾, als Folge einer anziehenden Wirkung der Körpermoleküle auf die Aethermoleküle und einer gegenseitigen abstofsenden Wirkung der Aethermoleküle, eine periodische Anordnung der Aethermoleküle um die Körpermoleküle herum in den Substanzen annimmt, ist eine analytische Lösung dieser Aufgabe wohl vor auszusehen. Eine genauere Discussion der Anzahl der Körpermoleküle, die überhaupt noch auf ein bestimmtes Aethermolekül mit endlicher Kraft wirken, einer Gröfse, die in den Coëfficienten der Differentialgleichung der Bewegung mit

1) Laplace, *Mécanique céleste* vol. IV, lib. X, p 264.

2) Cauchy j. B., *Mémoire sur les vibrations d'un double système de molécules et de l'éther contenu dans un corps cristallisé. Mém. de l'Acad. T. XXV, p. 599—614 u. a. O.*

3) Redtenbacher, *Dynamidensystem* S. 11 bis 28.

4) Lorenz, Ueber die Theorie des Lichts. *Pogg. Ann. Bd. 121, S. 579.*

5) Briot, *Essais sur la théorie mathématique de la lumière.*

auftritt, muß zu einer Relation zwischen Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes und der Körperdichte führen. Vorerst fehlt es bezüglich des einzuschlagenden Weges allerdings noch an dem leitenden Gedankens, jedoch ist nicht nur die Möglichkeit, sondern sogar die Nothwendigkeit eines Zusammenhanges aus der Natur der auf unsere Anschauungen gestützten Differentialgleichungen zu erschen. Hier sey es erlaubt, gleichzeitig auf einen früher berührten Punkt zurückzukommen. Wir waren auf Seite 6 zu dem in Erstaunen setzenden Resultate gekommen, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes in den Flüssigkeiten und Gasen mit steigender Temperatur derselben im Allgemeinen zu, bei den meisten festen Körpern aber abnehme. Ein solch entgegengesetztes Verhalten läßt sich dadurch erklären, daß man eine eigne Zunahme der Dichte oder eine Abnahme der Elasticität des Lichtäthers durch Erwärmung annimmt. Während durch die enorme Aenderung der Körperdichte bei Flüssigkeiten und Gasen diese Eigenänderung des Aethers ganz durch die Verringerung der Aetherdichte überwogen wird, die als Folge der Vergrößerung des Körpervolumens eintritt, weil sich die Körpermolecüle mit ihren Aetherhüllen von einander entfernen, so kann bei den geringen Dichtenänderungen der festen Körper der Einfluß einer Dichtigkeitszunahme oder Elasticitätsabnahme des Aethers mit der Temperatur der überwiegende Moment seyn und eine Vergrößerung des Brechungsindex hervorbringen. — Man sieht also, daß diese Erscheinungen nicht unverständlich sind; wenn auch die zu Grunde gelegte Hypothese vorläufig nur durch die Thatsachen bedingt ist, so ist dieselbe doch einfach und annehmbar. — Aber auch hier erkennt man, daß die Aenderungen der Körperdichte und die optischen Verhältnisse in stetem Zusammenhange sind.

Die Ansicht Jamin's, daß die Vibrationshypothese überhaupt keinen bestimmten Zusammenhang fordere, muß als unbegründet zurückgewiesen werden. Da man bis jetzt auf theoretischem Wege noch keine solche Beziehung aufstellen konnte, die Nothwendigkeit der Existenz eines Zusammen-

hangs über den meisten Physikern, wenn auch nur dunkel, vorzuschwebte, so hat man verschiedene empirische Relationen zu gewinnen gesucht, von denen sich aber bis heute noch keine bewährt hat. Dieselben waren meist zufällig, ohne irgend welche tiefere Begründung, aufgestellt; man probirte nur, ob wohl irgend eine Function des Brechungsindex oder der Cauchy'schen Dispersionsconstanten A und B einen plausiblen Zusammenhang mit der Dichte ergäbe.

Lange Zeit, nachdem die Undulationstheorie bereits Boden gewonnen hatte, vermüthete man noch immer die Constanz der brechenden Kraft $n^2 - 1$. Diese Ansicht wurde dadurch hervorgerufen, daß Biot und Arago diese Constanz für Gase nachgewiesen und für Gasgemische erweitert hatten. Einen weiteren Anhalt fand dieser Irrthum darin, daß sich die Relation $\frac{n^2 - 1}{d} = \text{Const.}$ benutzen liefs, um, wie Beer und Kremers¹⁾ zeigten, die Brechungsexponenten von Salzlösungen aus den Bestandtheilen derselben damit zu berechnen. Ebenso hat Hoek²⁾, ausgehend von dieser Relation, die Deville'schen Versuche über Brechungsexponenten von Flüssigkeitsgemischen nachgerechnet, und ist zu recht gut übereinstimmenden Resultaten gelangt. Auch Forthomme³⁾ hat die »brechende Kraft« ähnlichen Untersuchungen zu Grunde gelegt. Eine sehr eingehende Polemik gegen die Constanz des Quotienten aus brechender Kraft und Dichte hat Schrauf⁴⁾ geführt und dafür eine neue Beziehung aufgestellt, deren Gültigkeit er durch Zahlenwerthe zu belegen sucht. — Er geht von der Cauchy'schen Dispersionsformel aus und bedient sich der ersten Approximation:

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2}$$

1) Beer und Kremers, Pogg. Ann. Bd. 101, S. 133.

2) Hoek, Pogg. Ann. Bd. 112, S. 347.

3) Forthomme, *Ann. de chim. et de phys.* Bd. 55, p. 307.

4) Ueber die Abhängigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes von der Körperdichte. Pogg. Ann. Bd. 116, S. 193 bis 249.

Auf eine ziemlich willkürliche Weise, deren Begründung mir nicht allein unverständlich geblieben ist, kommt Schrauf für A zu der Differentialgleichung:

$$I) A \cdot dA = M \cdot dD$$

wobei M eine Constante und D' die Dichte des Körpers bedeutet.

Die Ableitung einer weiteren Gleichung giebt er ungefähr in folgenden Worten:

Der Dispersionscoefficient ist nach Cauchy von einem Quadrate abhängig; die Dispersion kann nur durch moleculare Störungen höherer Ordnung hervorgerufen werden und so läßt sich, wie auch der Vergleich der Differenzen zeigt, als richtig postuliren, daß die Aenderung in B eine Function sowohl der Dichte, als auch ihrer Aenderungen seyn werden, daß somit:

$$II) dB = N \cdot D \cdot dD$$

worin N eine neue Constante bedeutet.

Diese beiden Differentialgleichungen sind, da ihre anderweite Begründung nicht einzusehen ist, nur gültig, wenn die aus ihnen abgeleiteten Gesetze durch die Erfahrung wirklich bestätigt werden. Als untere Integrationsgränzen dient die Beziehung, daß für $D = 0$ keine Brechung und keine Dispersion stattfindet, mithin $A = 1$ und $B = 0$ seyn muß. Man erhält dann aus I) und II):

$$III) \frac{A^2 - 1}{D} = M \quad IV) \frac{B}{D^2} = N$$

Die Constante M nennt Schrauf »specifices Brechungsvermögen«, N bezeichnet er mit dem Namen »specifices Dispersionsvermögen«.

Obgleich die Ansichten, die Schrauf über die Ursache der Dispersion und über die Einwirkung der Körpermolecüle auf das Licht aufstellt, viel Wahres erhalten und die consequente Durchführung seiner Hypothese geistreich genannt werden muß, so kann man doch, zumal für den Anfang seiner Arbeit, den Vorwurf der Dunkelheit, um nicht zu sagen Unklarheit, nicht unterdrücken.

Um die Constanz der Größen M und N zu begründen, rechnete er die Versuche von Gladstone und Dale (vom Jahre 1858) und benutzte, was ihm sonst an Material zur Verfügung stand, zumal die Beobachtungen von Deville, Cahours, Handl und Weifs, de Roux und Anderen.

Es zeigte sich, daß $\frac{A^2 - 1}{D}$ annähernd constant war, aber durchgängig mit steigender Temperatur abnahm; für die Constanz von B scheint uns der Beweis durch die Zahlendaten nicht einmal annähernd geführt. Die Abnahme der Größe M suchte er dadurch zu erklären, daß er annahm, der Winkel des Prisma's habe sich mit der steigenden Temperatur verändert, eine Conjectur, die von Gladstone und Dale ¹⁾ als entschieden unberechtigt zurückgewiesen worden ist.

Alle schönen Schlüsse, die im weiteren Verlaufe auf die Grundannahme gebaut sind, daß M und N von der Temperatur unabhängig seyen, fallen, sowie man nachweist, daß diese Größen nicht constant sind, sondern wesentlich mit der Temperatur variiren. Wir können daher auf diese Weise noch nicht als bewiesen ansehen, daß das Brechungsvermögen constant ist oder ein Multiplum mit den einfachsten Factoren aus der Reihe der natürlichen Zahlen:

$$n \frac{(A^2 - 1)}{d} = B,$$

ferner, daß nicht die Elasticität, sondern nur die Dichtevariationen in den Körpern von entscheidendem Einfluß auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes sey und daß dieselbe nur eine Function der Dichtigkeitsänderung seyn könne usw.

Auch die späteren Abhandlungen des Herrn Dr. Schrauf: »Ueber den Einfluß der chemischen Verhältnisse auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes« ²⁾ und ebenso »Ueber die Ermittlung des Refractionsäquivalentes der Grundstoffe« ³⁾ erledigen sich durch den Nachweis, daß we-

1) *Phil. Transact.* 1863, p. 343.

2) *Pogg. Ann.* Bd. 119, S. 461 bis 480 und S. 553 bis 572.

3) *Pogg. Ann.* Bd. 127, S. 175.

der M nach N Constanten sind, sondern höchstens in ziemlich roher Annäherung als solche betrachtet werden können. Zwei Uebersichten, die hier Seite 200 und 202 folgen lassen, geben Zahlenwerthe von M und N für einige Substanzen. Die erste derselben ist zum großen Theil den zweiten Abhandlung Gladstone's und Dale's¹⁾ entnommen, die zweite habe ich aus meinen eignen Beobachtungen für Wasser gerechnet. In der erwähnten Abhandlung vermuthen diese oben genannten beiden Autoren einen anderen Zusammenhang zwischen A und D , nämlich $\frac{A-1}{R} = \text{Const.}$ oder $\frac{A-1}{D} = \text{Const.}$ während sie die Constanz von $\frac{B}{D}$ ebenfalls vollkommen in Abrede stellen. Ueber die Schrauf'sche GröÙe M äußern dieselben: „The absolute refractive power is evidently not a constant“ und beweisen durch Zahlen ihren Ausspruch. Sie benutzen zur Berechnung von A ihre eignen Beobachtungen, während sie sich für die Dichte der Zahlen bedienen, welche Kopp in den Untersuchungen über das specifische Gewicht und die Ausdehnung durch die Wärme und den Siedepunkt einiger Flüssigkeiten²⁾ gegeben hat. Die Verwendung von Constanten zu einer und derselben Rechnung, die an zwei verschiedenen Sorten derselben Flüssigkeit gemacht sind, kann nicht für zulässig erklärt werden, denn der verschiedene Grad der chemischen Reinheit kann bedeutende Unterschiede bedingen; wenigstens sind so große Differenzen in den Angaben der Dichte, wie dieselben zwischen den Arbeiten Pierre's³⁾, Kopp's⁴⁾ und Matthiessen's⁵⁾ bestehen, hauptsächlich immer als herrührend von

- 1) *Researches on the Refraction, Dispersion and Sensitiveness of Liquids. Phil. Transact. v. 153. 1863, p. 307 bis 343.*
- 2) *Pogg. Ann. Bd. 72, S. 42.*
- 3) *Pierre, Ann. d. chim. et d. phys. 1825. Nov. u. Dec. Heft p. 325.*
- 4) *Pogg. Ann. Bd. 72, S. 42.*
- 5) *Pogg. Ann. Bd. 128, S. 512 bis 540. Aus: Report of the British Association for the Advancement of Science 1863, p. 37.*

dem verschiedenen Grade der Reinheit der Präparate erklärt werden können. Ich bin mit Hebbewußt, daß auch mich insofern dasselbe Vorwurf trifft, /als ich keine Bestimmungen über die Ausdehnung des von mir gebrauchten Wassers gemacht habe. Nur der Mangel an Zeit hat mich abgehalten, diese Versuche anzuführen; die Apparate, die zu denselben benutzt werden sollen, sind bereits angefertigt, ihre Constanten bestimmt, und es sollen die Daten für Wasser bei Veröffentlichung der Fortsetzung meiner Arbeiten mit nachgetragen werden. Gerade beim Wasser, glaube ich, kann man sich am allerersten noch anderer Zahlen bedienen, da dasselbe sehr leicht innerhalb ziemlich enger Grenzen nahezu chemisch rein darzustellen ist. Außerdem haben Kremers¹⁾ und auch Matthiessen²⁾ nachgewiesen, daß geringe Beimengungen von Salzen zum Wasser die Ausdehnungsconstanten nicht merklich ändern.

Ich gebrauchte bei meinen Versuchen destillirtes Wasser aus dem chemischen Laboratorium des Herrn Prof. Kolbe und habe dasselbe selbst wiederholt und unter Anwendung aller Vorsichtsmaafsregeln umdestillirt. Vor jeder einzelnen Beobachtungsreihe wurde außerdem durch längeres Auskochen die absorbirte Luft entfernt.

Es möge eine Uebersicht über einige Zahlwerthe für die angegebenen Relationen zwischen Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes und der Dichte folgen:

1) Pogg. Ann. Bd. 114, S. 41.

2) Pogg. Ann. Bd. 128, S. 512 bis 540. Aus: *Report of the British Association for the Advancement of Science 1863*, p. 37.

Substanz	Temp.	Volumen	A	$A-1$	$\frac{A-1}{D}$	$\frac{A-1}{D}$	$\frac{A-1}{D}$	$\frac{A-1}{D}$	Diff.
Schwefelkohlenstoff	11°	+0,3854	1,6980	0,5894	0,5980	1,4782	0,5980	1,4782	168
	22,5	+0,3685	1,5865	0,5680	0,5923	1,4714	0,5923	1,4714	15
	36,5	+0,3854	1,5753	0,5668	0,5918	1,4599	0,5918	1,4599	15
Äußerste Differenz	25,5	+0,3000	0,9297	0,0925	0,0014	0,0183	0,0014	0,0183	2
	16	+0,3994	1,3227	0,3227	0,3300	0,7495	0,3300	0,7495	+2
	15,5	+1,0807	1,3228	0,3230	0,3300	0,7497	0,3300	0,7497	5
Wasser	27,5	+1,0934	1,3216	0,3227	0,3300	0,7492	0,3300	0,7492	6
	48,0	+1,0109	1,3193	0,3227	0,3295	0,7486	0,3295	0,7486	6
	Äußerste Differenz	+47	+0,0035	0,0035	0,0003	0,0009	0,0009	0,0009	1
Alkohol	0°	+0,9132	1,3598	0,3286	0,3480	0,7764	0,3480	0,7764	38
	20	+0,9326	1,3518	0,3518	0,3478	0,7716	0,3478	0,7716	31
	40	+0,9324	1,3435	0,3435	0,3473	0,7675	0,3473	0,7675	37
Äußerste Differenz	40	+0,0762	1,3647	0,3347	0,3473	0,7628	0,3473	0,7628	1
	22°	+0,0830	0,9291	0,0914	0,0007	0,0126	0,0007	0,0126	12
	22°	+0,0805	1,3476	0,3582	0,3607	0,8409	0,3607	0,8409	14
Acetyläther (C ₄ H ₈ O) C ₂ H ₄ O	31	+1,0436	1,3431	0,3384	0,3612	0,8397	0,3612	0,8397	11
	40	+1,0573	1,3399	0,3384	0,3615	0,8389	0,3615	0,8389	11
	Äußerste Differenz	18	+0,0268	0,0086	0,0002	0,0026	0,0026	0,0026	1
Benzol	10,5	+1,0125	1,4777	0,4866	0,5371	1,1999	0,5371	1,1999	46
	28	+1,0228	1,4704	0,4894	0,5379	1,1944	0,5379	1,1944	31
	39	+1,0481	1,4601	0,4892	0,5355	1,1863	0,5355	1,1863	31
Äußerste Differenz	28,5	+0,0356	0,0176	0,0014	0,0018	0,0127	0,0018	0,0127	1

Siehe Gladstone und Dale, *Phil. Transact.*, vol. 156, p. 321 und 322.
A bedeutet hierbei das constante Glied in der Cauchy'schen Dispersionsformel.
D die Dichte der Substanz.

Ich schliesse hieran die aus meinen Versuchen berechneten Werthe derselben Constanten und lege dabei die neuesten und höchst wahrscheinlich auch zuverlässigsten Bestimmungen der Ausdehnung des Wassers von Matthiessen zu Grunde. Diese Zahlen wurden erhalten durch Abwägen eines festen Körpers, dessen Ausdehnung genau bekannt war, in der zu untersuchenden Flüssigkeit. Da bei diesen Versuchen alle Vorsichtsmaafsregeln angewendet sind und diese Methode weniger constante Fehlerquellen mit sich bringt, als die von Kopp angewendete (die Ausdehnung mit Hilfe thermometerartiger Instrumente (Dilatometer) zu bestimmen), so glaube ich berechtigt zu seyn, die Matthiessen'schen Angaben für die genauesten zu halten. Um den Einfluss des Dichtigkeitsmaximums des Wassers auf den Gang der zu prüfenden Beziehungen zu untersuchen, bediente ich mich von 0° bis 32° C. der von Kopp gegebenen Zahlen, da Matthiessen seine Beobachtungen nicht auf Temperaturen unter 4° C. ausgedehnt hat. Da die von verschiedenen, gleich vorzüglichen Physikern herrührenden Angaben, für die Dichte des Wassers bis in die vierte Decimale von einander abweichen¹⁾, so begnügte ich mich damit, die ersten fünf Decimalen zu benutzen.

Matthiessen giebt zwei Formeln an, um die Ausdehnung des Wassers zwischen 0° und 100° auszudrücken, die eine gilt von 4° bis 32° und die andere zwischen 32° und 100°. Dieselben lauten:

$$\text{Für } t = 4^\circ \text{ bis } t = 32^\circ \quad v = 1 - 0,0000025300 (t-4) \\ + 0,0000063890 (t-4)^2 - 0,0000007173 (t-4)^3$$

$$\text{für } 32^\circ \text{ bis } 100^\circ \quad v = 0,999695 + 0,0000054724 t^2 \\ - 0,00000011260 t^3$$

$$\text{Kopp giebt für Wasser zwischen } 0^\circ \text{ und } 25^\circ \text{ C.} \\ v = 1 - 0,000061045 t + 0,0000077184 t^2 \\ - 0,00000003734 t^3.$$

Um die Zahlen Matthiessen's, die sich auf das Volumen bei 4° als Einheit beziehen, auf das Volumen bei 0°

1) Siehe die von Matthiessen gegebene Zusammenstellung der Resultate der verschiedenen Beobachter, Pogg. Ann. Bd. 128, S. 534.

zu reduciren, müssen, dieselben mit 0,99988 multiplicirt werden.

ib. ...

Temp. (C)	Volumen	$M = \frac{A^2 - 1}{d}$	$N = \frac{A - 1}{d}$			
0°	1,000000	1,32432	3250	0,75982	3250	0,32432
1	0,999947	1,32433	3250	0,75376	3250	0,32430
2	0,999908	1,32431	3250	0,75372	3249	0,32428
3	0,999885	1,32430	3248	0,75368	3248	0,32426
4	0,999877	1,32429	3247	0,75365	3247	0,32425
5	0,999883	1,32428	3246	0,75362	3246	0,32424
6	0,999903	1,32426	3245	0,75360	3245	0,32423
7	0,999928	1,32424	3245	0,75357	3245	0,32422
8	0,999986	1,32421	3243	0,75352	3243	0,32420
10°	1,00015	1,3241	3240	0,7534	3240	0,32415
20	1,00169	1,3236	3213	0,7532	3224	0,32415
30	1,00423	1,3228	3171	0,7529	3198	0,32415
40	1,00761	1,3216	3122	0,7522	3177	0,32405
50	1,01185	1,3201	3076	0,7514	3149	0,32390
60	1,01684	1,3183	3044	0,7503	3148	0,3237
70	1,02253	1,3162	3043	0,7489	3182	0,3233
80	1,02882	1,3140	3088	0,7475	3194	0,3230
90	1,03568	1,3115	3202	0,7457	3435	0,3226
100	1,04303	1,3089	3405	0,7439	3705	0,3222

Man sieht aus den vorstehenden Zahlen, dass die von Schrauf gegebenen Größen M und N durchaus keine Constanten sind, sondern mit der Temperatur stetig variiren. Fielen nicht alle Differenzen auf dieselbe Seite und wären die Zunahmen und Abnahmen nicht so ganz regelmäßig, wie sie es in der That sind, so könnte man noch zweifelhaft seyn; da das Vorzeichen der Differenzen in der Spalte $\frac{A^2 - 1}{d}$ aber nie innerhalb der Beobachtungsgrößen ändert, so wird man mit obiger Behauptung wohl kaum irren.

Gleichzeitig bemerkt man, dass das Dichtigkeitsmaximum nicht im Stande ist die Abnahme sowohl von $\frac{A^2 - 1}{d}$ als $\frac{A - 1}{d}$ zu überwiegen, beide Größen nehmen mit steigender Temperatur immer ab. Auch das »specifische Brechungsvermögen« ($\frac{A - 1}{d}$), welches nach Gladstone und Dale

constant sein sollte, wird mit der Temperatur so regelmäßig kleiner, daß hier von einer Constanz keine Rede sein kann; auch schon die von ihnen selbst aus ihren eignen Versuchen für diesen Werth gerechneten Zahlen zeigen die entschieden ausgesprochene Tendenz bei größerer Wärme abzunehmen.

Daß auch $N = \frac{M}{\mu^2}$ mit der Temperatur veränderlich ist, geht aus der zweiten Tabelle deutlich hervor, selbst wenn man die Beobachtungen über 60° nicht berücksichtigen will, da kleine Fehler im Brechungsindex schon einen wesentlichen Einfluss auf den Werth von B ausüben.

Die bisherigen empirischen Beziehungen bewähren sich also nicht und die sogenannte »specifische brechende Kraft« ändert sich mit der Temperatur.

Ich halte es für überflüssig, die Einführung neuer Relationen zwischen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes und der Körperdichte zu versuchen, da die mathematischen Untersuchungen gewiß bald den gewünschten Aufschluss geben werden und dann bloß noch der Vergleich der Theorie mit dem Experiment übrig bleibt.

Mit dem Beweise, daß die Schrauf'sche specifische Kraft M und sein specifisches Dispersionsvermögen N keine Constanten sind, der durch die angegebenen Zahlen geliefert worden ist, fallen von selbst alle auf diese Annahme gegründeten Schlüsse und darauf gestützten weiteren Untersuchungen. Die von ihm aufgestellten Differentialgleichungen werden also durch die Erfahrung nicht gerechtfertigt.

Optische Experimentell-Untersuchungen
 von G. Quincke
 IX. Ueber den Jamin'schen Compensator und eine neue Methode
 den Brechungs-exponenten von Flüssigkeiten für verschiedene Fraunhofer'sche Linien zu bestimmen.

Ein Jamin'scher Compensator (vergl. S. 74) besteht aus 2 gleich dicken, an einer horizontalen Goniometer-Axe befestigten Glasplatten, deren Flächen sich in einer der Axe parallelen Linie schneiden und einen kleinen Winkel 2α mit einander bilden. Von 2 interferirenden Strahlenbündeln geht das eine durch die eine, das andere durch die andere Platte des Compensators. Beim Drehen des Plattenpaares werden beide interferirende Strahlenbündel verschieden verzögert.

Sind beide Platten des Jamin'schen Compensators unter demselben Winkel gegen die einfallenden Strahlen geneigt, stehen die letzteren senkrecht gegen die Halbierungsebene des Winkels 2α , den beide Platten mit einander bilden, so sind beide interferirende Strahlen in gleicher Weise verzögert, die Interferenzstreifen erscheinen so, als ob die Compensatorplatten fehlten. Beim Drehen des Goniometers nach der einen Seite nimmt die Dicke der linken Platte schneller oder langsamer zu, als die Dicke der rechten Platte. Beim Drehen des Goniometers nach der anderen Seite ist es umgekehrt, und die Fransen wandern im Gesichtsfelde daher im ersten Falle nach links, im zweiten nach rechts, wie auch sonst der Winkel φ beschaffen seyn mag, unter welchem die interferirenden Strahlen gegen die Halbierungsebene des stumpfen Winkels beider Compensatorplatten geneigt sind.

Nennt man D_1 λ_1 i_1 ρ_1 den Weg, des Lichtstrahls, Wellenlänge, Einfallswinkel und Brechungswinkel für die erste, D_2 λ_2 i_2 ρ_2 dieselben Größen für die zweite Platte, λ die

Wellenlänge in Luft, D_1 oder D_{21} den Weg, welchen der Lichtstrahl, ohne durch die erste oder durch die zweite Platte zu gehen, in Luft zurücklegen würde, $2c$ die Breite eines schattengebenden Körpers, δ die Entfernung desselben von den Interferenzstreifen oder der Fresnel'schen Lupe, so ist die Verschiebung y der Interferenzstreifen im Innern des schattengebenden Körpers

$$(1) \quad y = \frac{2c}{\lambda} \cdot \lambda \cdot \left\{ \left(\frac{D_1}{\lambda} - \frac{D_2}{\lambda} \right) - \left(\frac{D_{21}}{\lambda} - \frac{D_2}{\lambda} \right) \right\}.$$

Bezeichnet man mit D die Dicke einer Platte, mit n den Brechungscoefficienten des Glases, mit A den Abstand zweier auf einander folgender Interferenzstreifen oder die sogenannte Streifenbreite (Fraunhofer-Abstand), so ist

$$\sin i_1 = n \sin \rho_1, \quad \sin i_2 = n \sin \rho_2$$

$$D_1 = \frac{D \cos(i_1 - \rho_1)}{\cos \rho_1}, \quad D_2 = \frac{D}{\cos \rho_1}$$

$$D_{21} = \frac{D \cos(i_2 - \rho_2)}{\cos \rho_2}, \quad D_2 = \frac{D}{\cos \rho_2}$$

Durch diese Substitutionen geht die Gleichung (1) über in:

$$(2) \quad \delta y = A \cdot \frac{D}{\lambda} \left\{ \cos i_1 - \cos i_2 - n(\cos \rho_1 - \cos \rho_2) \right\}$$

$$= A \cdot \frac{D}{\lambda} \left\{ \sqrt{1 - \sin^2 i_1} - \sqrt{1 - \sin^2 i_2} - n \left(\sqrt{1 - \frac{\sin^2 i_1}{n^2}} - \sqrt{1 - \frac{\sin^2 i_2}{n^2}} \right) \right\}$$

Nennt man 2α den Winkel, den die beiden Platten des Compensators mit einander bilden, so ist nach der oben angegebenen Bezeichnung

$i_1 = \varphi + \alpha$, $i_2 = \varphi - \alpha$ und man kann den Versuch so einrichten, daß φ sowohl wie α nur kleine Winkel sind. Dann kann man bei der Entwicklung der Wurzelgrößen nach dem binomischen Lehrsatz die Glieder, die von einer höheren als der vierten Potenz eines sinus abhängen, vernachlässigen und es wird

$$y = \frac{D}{\lambda} \left(\sin^2 i_2 + \sin^2 i_1 \right) \left(1 - \frac{\mu}{n} \right) \quad (2)$$

oder für i_1 und i_2 ihre Werthe eingeführt;

$$(3) \quad y = \frac{D}{\lambda} \frac{n-1}{n} \frac{\sin 2\alpha \cdot \sin 2\varphi}{2} \left\{ 1 + \frac{\mu}{4n^2(n-1)} [\sin^2(\varphi + \alpha) + \sin^2(\varphi - \alpha)] \right\}$$

Nennt man φ_1 und φ_2 die Werthe, welche φ annehmen muß, damit statt eines Interferenzstreifens der nächstfolgende an dieselbe Stelle des Gesichtsfeldes trete, so ist

$$(4) \quad \frac{n^2 - 1}{4n^2(n-1)} \frac{\sin 2\alpha}{2} = \epsilon$$

$$(5) \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{y}{A} &= \frac{D}{\lambda} \frac{n-1}{n} \frac{\sin 2\alpha}{2} \sin 2\varphi_1 \left\{ 1 + \epsilon [\sin^2(\varphi_1 + \alpha) + \sin^2(\varphi_1 - \alpha)] \right\} \\ \frac{y}{A} + 1 &= \frac{D}{\lambda} \frac{n-1}{n} \frac{\sin 2\alpha}{2} \sin 2\varphi_2 \left\{ 1 + \epsilon [\sin^2(\varphi_2 + \alpha) + \sin^2(\varphi_2 - \alpha)] \right\} \end{aligned} \right.$$

und durch Subtraction:

$$1 = \frac{D}{\lambda} \frac{n-1}{n} \frac{\sin 2\alpha}{2} \left\{ (\sin 2\varphi_2 - \sin 2\varphi_1) + \epsilon [\sin 2\varphi_2 (\sin^2(\varphi_2 + \alpha) + \sin^2(\varphi_2 - \alpha)) + \sin 2\varphi_1 (\sin^2(\varphi_1 + \alpha) + \sin^2(\varphi_1 - \alpha))] \right\}$$

Angenähert ist nun, sobald α ein kleiner Winkel

$$\left. \begin{aligned} \sin^2(\varphi_2 + \alpha) + \sin^2(\varphi_2 - \alpha) &= 2 \sin^2 \varphi_2 = 1 - \cos 2\varphi_2 \\ \sin^2(\varphi_1 + \alpha) + \sin^2(\varphi_1 - \alpha) &= 2 \sin^2 \varphi_1 = 1 - \cos 2\varphi_1 \end{aligned} \right\}$$

$$1 = \frac{D}{\lambda} \frac{n-1}{n} \frac{\sin 2\alpha}{2} (\sin 2\varphi_2 - \sin 2\varphi_1) \left\{ 1 + \epsilon \left(1 - \frac{\sin 4\varphi_2 - \sin 4\varphi_1}{\sin 2\varphi_2 + \sin 2\varphi_1} \right) \right\}$$

$$(6) \quad 1 = \left(\frac{D}{\lambda}\right) \cdot \frac{n-1}{n} \cdot \sin 2\omega \sin (\varphi_2 - \varphi_1) \cdot M = 0$$

$(\varphi_2 - \varphi_1)$ ist der Winkel $\Delta\varphi$ um welchen der Compensator gedreht werden muss, damit ein Interferenzstreifen an die Stelle des folgenden tritt, aus Gleichung (6) folgt also

$$(7) \quad \sin \Delta\varphi = \frac{n}{n-1} \cdot \frac{\lambda}{D} \cdot \frac{1}{\sin 2\omega} \cdot \frac{1}{M}$$

und der Factor M

$$(8) \quad \left\{ \begin{aligned} M &= \cos(\varphi_2 + \varphi_1) \left\{ 1 + \varepsilon \cdot \left(1 - \frac{\sin 4\varphi_2 - \sin 4\varphi_1}{\sin 2\varphi_2 - \sin 2\varphi_1} \right) \right\} \\ &= 1 + \varphi^2 \left\{ 8\varepsilon \left(1 - \frac{\varphi_2 \varphi_1}{\varphi_2^2} \right) - 2 \right\} \end{aligned} \right.$$

$$(9) \quad \varphi = \frac{\varphi_2 + \varphi_1}{2}$$

ist nahezu 1 und für die meisten Fälle ohne Einfluss. In der folgenden Tabelle findet sich sein Werth berechnet unter der Voraussetzung, dass

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 2^\circ, \quad n = \frac{3}{2}, \quad \varepsilon = \frac{1}{36}$$

LXI.

φ	M	φ	M
0°	1	6°	1,0125
1	1,0007	7	1,0173
2	1,0017	8	1,0226
3	1,0036	9	1,0286
4	1,0057	10	1,0352
5	1,0085	11	1,0391

Schaltet man einen Jamin'schen Compensator J in den §180 beschriebenen Apparat (Fig 13 Taf. II) ein, so werden durch Drehen desselben die Fraunhofer'schen Linien an derselben Stelle des Gesichtsfeldes (im Fadenkreuz) des Fernrohrs bleiben, während sich die Interferenzstreifen gegen die Fraunhofer'schen Linien oder das Fadenkreuz verschieben.

Nennt man $\Delta\varphi$ die Drehung des Compensators, welche nöthig ist, um statt eines Interferenzstreifens den folgenden auf eine bestimmte Fraunhofer'sche Linie fallen zu lassen,

so ist diese Drehung, wenn man den Factor $\frac{1}{M}$ vernachlässigt, durch die Gleichung (7) gegeben¹⁾.

$$(10) \sin \Delta \varphi = \frac{t \mu_{\text{Glas}}}{n-1} \frac{1}{D} \cdot \frac{1}{\sin 2\alpha}$$

Um diese Gleichung 10 mit der Erscheinung zu vergleichen, wurden zwei ausgezeichnete von Hrn. Steinheil bezogene Glasplatten von genau gleicher Dicke mit planparallelen Flächen benutzt. An dem früher (§. 4) beschriebenen Oertling'schen Goniometer waren beide Fernrohre in gewöhnlicher Weise so angebracht, daß ihre Axen senkrecht zur Goniometer-Axe standen und bei passender Lage im Fadenkreuz des zweiten Fernrohres das des ersten deutlich gesehen wurde. Mit Hülfe der Fernröhre wurde die eine Glasplatte mit ihren Flächen parallel der Goniometer-Axe gestellt und mit etwas Colophoniumkitt starr befestigt. Darauf wurde die zweite Glasplatte mit weichem Wachs gegen die erste geklebt und so gerichtet, daß beim Drehen der Goniometer-Axe die von beiden Glasplatten entworfenen Bilder des Fadenkreuzes des ersten Fernrohres in das Fadenkreuz des zweiten Fernrohres gebracht werden konnten. Dann waren die Flächen beider Glasplatten parallel der Goniometer-Axe, und beide Platten gegeneinander um einen Winkel 2α gedreht, der in gewöhnlicher Weise mit den am Goniometer befestigten Fernröhren sich messen ließ.

Das Mittel aus 24 Messungen an verschiedenen Stellen der Kreisheilung ergab

$$2\alpha = 1^{\circ} 23' 44''.$$

Die Dicke wurde mit einem Sphärometer gemessen und im Mittel = 9^m.903 gefunden.

Die beiden Glasplatten an dem Goniometer wurden nun als Jamin'scher Compensator in den §. 80 beschriebenen

1) Diese Gleichung (7) ist zwar oben für Grimaldi'sche Interferenzstreifen abgeleitet. Eine einfache Betrachtung der Rechnung und der Einrichtung des in §. 80 beschriebenen Interferenzapparates, in welchem die interferirenden Strahlenbündel genau parallel sind, lehrt jedoch, daß die Gleichung in aller Strenge auch auf den vorliegenden Fall paßt.

Interferenz-Apparat eingeschaltet, der aus 2 etwa 4^{mm} dicken Crownglasplatten bestand, auf welche die Strahlen unter einem Winkel von halbe 70° auffielen. (Fig. 13 Taf. II). Beide Platten bildeten einen Winkel von etwa 15' mit einander, und es erschienen ohne Compensator ungefähr 4 Interferenzstreifen auf dem Raume zwischen den Fraunhofer'schen Linien *D* und *F*. Bei diesem Abstand lassen sich die Interferenzstreifen am besten auf eine bestimmte Fraunhofer'sche Linie einstellen. Die Einstellung wird, besonders bei kleinem Streifen-Abstand, noch erleichtert, wenn man einen bestimmten Strich des Ocular-Mikrometers des Fernrohrs *F*₁ auf die betreffende Fraunhofer'sche Linie stellt, so dass man beliebig nach dem Mikrometerstrich oder der Fraunhofer'schen Linie die Stellung der Interferenzstreifen beurtheilen kann.

Den Compensator stellt man am leichtesten in der Weise ein, dass man nach Entfernung des Prismas *P*₂ und des zugehörigen Fernrohrs *F*₂ (Fig. 13, Taf. II) durch die Glasplatten *G*₂ und *G*₁ in der Richtung der Strahlen 1 und 2 sieht, und den Compensator so dreht, dass das Auge seine Spiegelbilder in den beiden Compensatorplatten erblickt. Ist der in §. 86 mit φ bezeichnete Winkel wirklich = 0, so müssen die Interferenzstreifen im Fernrohr *F*₁ ebenso wie ohne Compensator erscheinen. Ein geringer Fehler in dem Winkel φ hat übrigens keinen Einfluss auf die folgenden Bestimmungen.

Nachdem der nächste Interferenzstreifen im Spectrum auf die zur Beobachtung gewählte Fraunhofer'sche Linie gestellt war, wurde die Theilung des Goniometers abgelesen, und dieses gedreht, bis der folgende zweite, dritte bis zehnte Interferenzstreifen auf dieselbe Linie fiel. Dann wurde dieselbe Reihe Messungen durch Drehen des Compensators nach der entgegengesetzten Richtung mit negativen Werthen von φ ausgeführt. Die für die verschiedenen Stellungen abgelesenen Werthe von φ und $-\varphi$ sind in der folgenden Tabelle verzeichnet, daneben stehen unter $\Delta\varphi$ die Differen-

zen der abgelesenen Winkel, über den Columnen die betreffenden Fraunhofer'schen Linien.

LXII

C				D			
φ	$\Delta\varphi$	$-\varphi$	$\Delta\varphi$	φ	$\Delta\varphi$	$-\varphi$	$\Delta\varphi$
0°		0°		0°		0°	
0 27'	27'	-0 26',25	26',25	0 25'	25'	-0 25',5	25',5
0 54	27'	-0 53',25	27	0 48,5	23,5	-0 51	25,5
1 22	28	-1 21	27,75	1 13,5	25	-1 14,5	23,5
1 49,5	27,5	-1 48,5	27,5	1 39	25	-1 38	23,5
2 15,5	26	-2 15	26,5	2 4	25	-2 4	26
2 42,5	27	-2 41,5	26,5	2 26,5	22,5	-2 27	23
3 8,5	26	-3 8,5	27	3 50	23,5	-2 51	24
3 36	27,5	-3 34,5	26	3 15	25	-3 16	25
4 3	27	-4 1	26,5	3 39	24	-3 40,25	24,25
4 30	27	-4 29	28	4 3	24	-4 5,5	24,25
Mittel:	27'		26' 54"		24' 15"		24' 27"

E				b			
φ	$\Delta\varphi$	$-\varphi$	$\Delta\varphi$	φ	$\Delta\varphi$	$-\varphi$	$\Delta\varphi$
0°		0°		0°		0°	
0 23'	23'	-0 22',5	22',5	0 21'	21'	-0 22'	22'
0 43,5	20,5	-0 44	21,5	0 42	21	-0 43	21
1 4,5	21	-1 5,5	21,5	1 4	23	-1 5	22
1 26	21,5	-1 27	21,5	1 24,5	20,5	-1 25,5	20,5
1 47,5	21,5	-1 49	22	1 45,5	21	-1 46,5	21
2 9	21,5	-2 11	22	2 6	20,5	-2 7,5	21
2 31	22	-2 32,5	21,5	2 28	21	-2 29	21,5
2 53	20	-2 54	21,5	2 49,5	21,5	-2 50	21
3 14,5	21,5	-3 15,5	21,5	3 10	20,5	-3 12	22
3 37	22,5	-3 37	21,5	3 31,5	21,5	-3 33	21
Mittel:	21' 30"		21' 42"		21' 9"		21' 10"

F				G			
φ	$\Delta\varphi$	$-\varphi$	$\Delta\varphi$	φ	$\Delta\varphi$	$-\varphi$	$\Delta\varphi$
0°		0°		0°		0°	
0 19'	19'	-0 20'	20'	0 18',5	18',5	-0 18'	18'
0 38	19	-0 39',25	19,5	0 35	17,5	-0 36	18
0 58	20	-1	20,5	0 52,5	17,5	-0 52,5	16,5
1 18	20	-1 19	19	1 10	17,5	-1 10,5	18
1 38,5	20,5	-1 40,5	18	1 30,5	20,5	-1 29	18,5
1 58,5	20	-2 1	18	1 46	15,5	-1 46,5	17,5
2 19,5	21	-2 21	23,5	2 4	18	-2 4,5	18
2 38	18,5	-2 41	19	2 22	18	-2 22	17,5
2 59	21	-2 59	20	2 39,5	18,5	-2 38,5	16,5
Mittel:	19' 53"		19' 43"		18'		17' 39"

Man sieht, daß die Werthe von $\Delta\varphi$ für dieselbe Farbe constant sind bei verschiedenen Winkeln $\neq \varphi$.

Den wahrscheinlichsten Werth von $\Delta\varphi$ erhält man, wenn man die sämtlichen φ einer Vertikalspalte der Tabelle LXII addirt, durch $1 + 2 + \dots + 10 = 55$ dividirt, und aus den für positive und negative φ gefundenen Werthen das Mittel nimmt. Die so gefundenen Werthe sind unter $\Delta\varphi$ beob. in der zweiten Spalte der folgenden Tabelle mit den nach Gleichung 7a berechneten Werthen von $\Delta\varphi$ zusammengestellt. Beide stimmen bis auf wenige Secunden überein.

LXIII.

Farbe	$\Delta\varphi$		Diff.
	beob.	ber.	
C	26' 58",3	27' 17"	- 18",7
D	24 30 ,9	24 24	6 ,9
E	21 42 ,1	21 44	- 1 ,9
b	21 13 ,9	21 19	- 5 ,1
F	19 52 ,4	19 58	- 5 ,6
G	17 43 ,6	17 36	- 7 ,6

Die Berechnung von $\Delta\varphi$ ist mit Brechungsexponenten n ausgeführt, die auf bekannte Weise durch das Minimum der Ablenkung an einem Prisma bestimmt wurden, das an den Glasplatten des Compensators selbst angeschliffen war. Das eine Fernrohr des Goniometers war bei diesen Bestimmungen durch ein Messingrohr mit verstellbarem Spalt an dem einen und achromatischer Objectivlinse an dem anderen Ende ersetzt. Da das Goniometer nur halbe Minuten angab, so ist höchstens die dritte Decimale in den Werthen von n zuverlässig.

Löst man die Gleichung 10 nach n auf, so ist

$$11. \quad n = \frac{\frac{D}{\lambda} \cdot \sin \Delta\varphi \cdot \sin 2\alpha}{\frac{D}{\lambda} \cdot \sin \Delta\varphi \cdot \sin 2\alpha - 1}$$

Man kann also rückwärts aus den beobachteten Werthen von $\Delta\varphi$ und den gemessenen Werthen von 2α und D den Brechungsexponenten der Glasplatten des Jamin'schen

Compensator für die verschiedenen Fraunhofer'schen Linien bestimmt. In der folgenden Tabelle sind die so gefundenen Werthe von n mit den durch das Prisma bestimmten zusammengestellt.

Farbe	Winkel α	Brechungsindex n			Wellenlänge λ	
		aus α berechnet	Mitt. Prisma gefunden	(Differenz)	aus α berechnet	Nach Fraunhofer
C	26° 58' 8"	1,5306	1,5214	-0,0092	0,6484	0,6475
D	24 30 9	1,5205	1,5245	+0,0040	0,5917	0,5888
E	21 42 1	1,5286	1,5277	-0,0009	0,5259	0,5265
δ	21 18 9	1,5316	1,5284	-0,0032	0,5150	0,5170
F	19 52 4	1,5344	1,5385	+0,0041	0,4883	0,4895
G	17 48 6	1,5277	1,5369	+0,0092	0,4325	0,4326
$2\alpha = 1^\circ 28' 44''$		$D = 9^{\text{mm}} 903$				

Abgesehen von den Enden des Spectrums, wo die Einstellung der Interferenzstreifen wegen des Contrastes zwischen hell und dunkel schwieriger ist, stimmen die nach beiden Methoden gefundenen Werthe von n gut überein¹⁾.

Für die eben erwähnten Rechnungen wurden die von Fraunhofer in seiner zweiten Mittheilung²⁾ gegebenen Wellenlängen λ zu Grunde gelegt. Natürlich könnte man in der Gleichung 5 auch λ als Unbekannte betrachten. Die beiden letzten Columnen der vorstehenden Tabelle LXIV geben die Fraunhofer'schen Wellenlängen neben den aus den beobachteten Werthen von α , 2α und D berechneten Wellenlängen. Beide stimmen nahe überein, doch ist die Methode zur Bestimmung von λ nicht geeignet, um so mehr, als man bessere besitzt.

1) Auffallend ist es, daß bei den meisten von mir angeführten Messungen nach dieser Methode $n_o > n_p$ gefunden wird. Eine Verwechslung der Linien C und G mit anderen Linien des Spectrums hat nicht stattgefunden und scheint die erwähnte Abweichung auch durch den Contrast zwischen den hellen und dunkleren Theilen des Spectrums erklärt werden zu können.

2) Gilbert Ann. 74, S. 859, 18 und Schward, Beugungsercheinungen 1835, S. 129.

Zur Bestimmung der Brechungsexponenten planparalleler Gläser für verschiedene Fraunhofer'sche Linien glaube ich jedoch das eben beschriebene Verfahren empfehlen zu können. Dasselbe gestattet auch noch größere Genauigkeit, wenn man bessere Winkelmessinstrumente anwenden kann, als sie mir bei diesen Untersuchungen zu Gebote standen.

88.

Im vorigen § wurden Versuche an einem Jamin'schen Compensator beschrieben, dessen Platten ungewöhnlich dick gewählt waren, um an demselben gleichzeitig den Brechungsexponenten des Glases für verschiedene Fraunhofer'sche Linien mit einem Prisma bestimmen zu können.

Meist wird man jedoch dünnere Platten anwenden und den von beiden gebildeten Winkel 2α größer wählen. Das erstere wird schon deshalb zweckmäßig seyn, um einen größeren Drehungswinkel $\Delta\varphi$ zu erhalten.

Ich gebe im Folgenden Messungen an einem Jamin'schen Compensator, dessen Dimensionen für den praktischen Gebrauch recht geeignet sind. Die planparallelen Glasplatten derselben aus der optischen Werkstätte des Hrn. Steinheil in München hatten 26^{mm} Höhe, 15^{mm} Breite und genau gleiche Dicke 4^{mm}. 2376. Sie wurden an einem gewöhnlichen kleinen Goniometer ohne Fernröhre, dessen Kreis mit einfachem Nonius Minuten angab, in der im vorigen §. beschriebenen Weise befestigt. Als Object benutzte ich dabei eine große in die Fenstersprosse gespießte vertikale Stachnadel, die gegen den hellen Himmel sich deutlich absetzte. Die von den Gläsern reflectirten Bilder der Nadel wurden mit einem astronomischen Fernrohr betrachtet, das auf einem besonderen Gestell mit seiner Axe senkrecht zur Goniometeraxe aufgestellt und mit dem Goniometer fest verbunden war. Der Winkel 2α beider Compensatorplatten gegeneinander ergab sich im Mittel aus 24 Messungen, die über den ganzen Kreis des Goniometers vertheilt lagen, = 38° 22'.

Die Beobachtungen geschahen im übrigen in derselben Weise wie sie im vorigen §. beschrieben wurden. Der Compensator wurde in den Interferenzapparat eingeschaltet

und die Winkel $\pm \varphi$ bestimmt, bei welchen der erste, zweite bis zehnte Interferenzstreifen mit derselben Fraunhofer'schen Linie zusammenfiel, auf welcher der 0te Interferenzstreifen bei $\varphi = 0$ gestanden hätte. Die folgende Tabelle giebt in der ersten Spalte unter q die Nummer des betreffenden Interferenzstreifens, die anderen die für die verschiedenen Fraunhofer'schen Linien beobachteten und berechneten Werthe von φ nebst deren Differenzen. Die beobachteten Werthe sind das Mittel aus den direct abgelesenen positiven und negativen Werthen der Gröfse φ . Die berechneten Werthe sind mit der Gleichung

$$12. \quad \varphi_q = q \cdot \Delta\varphi$$

erhalten, wo φ_q der dem q ten Interferenzstreifen entsprechende Werth von φ ist. Als $\Delta\varphi$ wurde das Mittel aus den 5 Differenzen der ersten 6 aufeinanderfolgenden beobachteten Werthe von φ genommen. Gleichzeitig mit diesen Mittelwerthen $\Delta\varphi$ stehen unter jeder Columnenreihe die mit Hülfe der Gleichung 6 berechneten Werthe der Brechungsexponenten n .

LXV.

q	C			D			E				
	beob.	φ	ber.	beob.	φ	ber.	beob.	φ	ber.		
1	2° 20'		2° 20'	2° 5'		2° 7'	1° 51'		1° 52'		
2	4 39,5		4 40	4 13		4 15	3 46		3 44		
3	6 59		7	6 28		6 22	5 29		5 37		
4	9 17,5		9 20	8 26		8 29	7 26,5		7 29		
5	11 37		11 40	10 31,5		10 36	9 18,5		9 21		
6	13 50		14	12 30,5		12 44	11 14		11 18		
7	15 58,5		16 20	14 27		14 51	12 53,5		13 5		
8	18 1		18 40	16 27		16 58	14 43		14 58		
9	20 5,5		21	18 21		19 57	16 27		16 50		
10	22 8		23 20	20 11		21 13	18 10,5		18 42		
			Δφ = 2° 19',6 n = 1,5156			Δφ = 2° 7',3 n = 1,5035			Δφ = 1° 52',5 n = 1,5146		

Diff.

Diff.

Diff.

Diff.

beob.	ber.	Diff.
17 45,5	18 14	68,5
16 14	16 23	7,5
14 20	14 34	14
12 38,5	12 47	8,5
10 36	10 55	19
9 7	9 17	10
7 17	7 27	10
5 27	5 28	1
3 37,5	3 38	0,5
1 46,5	1 49	2,5

$\Delta = 1,2192$
 $\Sigma = 15214$

Die vorstehenden Werte von Δ für die Furchenweite sind so einander benützte und beobachtet. Die Gleichung ist so einander benützte und beobachtet. Die Gleichung ist so einander benützte und beobachtet.

Berechnung mit dem Wert $\Delta = 1,2192$

beob.	ber.	Diff.
17 45,5	17 45,5	0
16 14	16 14	0
14 20	14 20	0
12 38,5	12 38,5	0
10 36	10 36	0
9 7	9 7	0
7 17	7 17	0
5 27	5 27	0
3 37,5	3 37,5	0
1 46,5	1 46,5	0

Für viele Fälle hat man die Beobachtungswerte mit dem Wert $\Delta = 1,2192$ verglichen. Die Beobachtungswerte sind in der Tabelle angegeben. Die Beobachtungswerte sind in der Tabelle angegeben.

Die Beobachtungswerte sind in der Tabelle angegeben. Die Beobachtungswerte sind in der Tabelle angegeben.

Ebenso geht es für die meisten Fälle bei der Berechnung der Phasefortschrittswinkel Δ proportional sind.

Führt man die in der Tabelle angegebenen Werte für Δ in die Gleichung $\Delta = \frac{v}{\lambda}$ ein, so erhält man die Werte für λ .

Man sieht aus diesen Versuchen, dass für kleine Distanzen der Beobachtungswerte die beobachteten Werte von Δ für kleine Winkel bis zum fünften oder sechsten Interferenzstreifen durchaus befriedigend und auch für größere Winkel bis zum zehnten Interferenzstreifen befriedigend sind.

Ebenso geht es für die meisten Fälle bei der Berechnung der Phasefortschrittswinkel Δ proportional sind.

Führt man die in der Tabelle angegebenen Werte für Δ in die Gleichung $\Delta = \frac{v}{\lambda}$ ein, so erhält man die Werte für λ .

Man sieht aus diesen Versuchen, dass für kleine Distanzen der Beobachtungswerte die beobachteten Werte von Δ für kleine Winkel bis zum fünften oder sechsten Interferenzstreifen durchaus befriedigend und auch für größere Winkel bis zum zehnten Interferenzstreifen befriedigend sind.

Man sieht aus diesen Versuchen, daß für kleine Drehungswinkel φ die Größen $\Delta\varphi$ constant sind. Die Uebereinstimmung der beobachteten und berechneten Werthe von φ ist für kleine Winkel bis zum fünften oder sechsten Interferenzstreifen durchaus befriedigend, und auch für größere Winkel nahezu vorhanden.

Für alle in der Praxis vorkommenden Fälle kann man daher die von diesem Jamin'schen Compensator hervorgebrachte Phasendifferenz proportional dem Drehungswinkel φ setzen, oder was dasselbe seyn würde, proportional $\sin\varphi$.

Ebenso genügt es für die meisten Fälle bei der Berechnung der Größen $\Delta\varphi$, sobald $\varphi < 10^\circ$ ist, das Mittel aus den beobachteten Größen $\varphi_1, \dots, \varphi_{n-1}$ zu nehmen, und mit diesem Mittelwerth und der Gleichung 6 die Brechungsexponenten n zu berechnen.

Es würde keine Schwierigkeit haben den Werth von $\Delta\varphi$ mit Hilfe der Gleichungen 7, 8, 9 des §. 86 genauer zu berechnen als im Vorhergehenden geschähen ist. Dasselbe gilt von den Werthen von φ .

Für viele Fälle genügt schon die Gleichung

$$13. \sin\varphi_e = \frac{q \sin \Delta\varphi}{\cos(q \Delta\varphi) \left(1 + \frac{n^2 - 1}{2n(n-1)} \sin^2(q \Delta\varphi) \right)}$$

Berechnet man z. B. mit dem Werth

$$\Delta\varphi = 2'' 7,3 \quad n = 1,5$$

die verschiedenen Werthe von φ , für die Fraunhofer'sche Linie D aus Gleichung 13. so stimmen berechnete und beobachtete Werthe gut überein, wie die folgende Zusammenstellung zeigt.

LXVI.

D

q	φ		Diff.	q	φ		Diff.
	beob.	ber.			beob.	ber.	
1	2° 5'	2° 7'	- 2'	6	12° 30' 5	12° 29'	+ 1',5
2	4 13	4 14	- 1	7	14 27	14 29	- 2
3	6 23	6 20	+ 3	8	16 27	16 28	- 1
4	8 26	8 24	+ 2	9	18 21	18 21	0
5	10 31,5	10 24	+ 6,5	10	20 11	20 22	- 11

Den Jamin'schen Compensator des vorigen Paragraphen habe ich nun auch der Reihe nach in alle §. 75 bis 79 beschriebenen Interferenz-Apparate eingeschaltet, um zu sehen, wie weit sich auch bei diesen die Größe $\Delta\varphi$ bestimmen ließe. Die Beobachtungen geschahen mit weißem Lichte oder mit einem vor das Auge gehaltenen rothen oder blauen Glase, das Strahlen von der Wellenlänge $0^{\text{mm}}5888$ oder $0^{\text{mm}}4443$ hindurchliefs. Der Compensator wurde aus der normalen Stellung, $\varphi = 0$ entsprechend, zuerst in positiver Richtung gedreht, daß die Interferenzstreifen nur 1, 2 oder 3 Fransenbreiten verschoben wurden und dann in negativer Richtung. Das Mittel aus den 6 Differenzen der so gefundenen Drehungswinkel $\pm \varphi$ ist in der folgenden Tabelle als $\Delta\varphi$ angeführt. Die erste Spalte giebt den bei der Bestimmung benutzten Interferenz-Apparat, die zweite die Lichtquelle, von der aus die Strahlen auf den Apparat auffielen.

LXVII.

$D = 4^{\text{mm}}, 2376.$

$2\alpha = 0^{\circ} 38' 39''.$

Apparat	Lichtquelle	$\Delta\varphi$		μ	
		Roth	Weiss	Roth	Weiss
Grimaldi	Nadelstich in Papier	2° 12'	1° 56'	1° 37'	1,443
"	Linse	2 10,1	1 57,7	1 42,2	1,487
Th. Young	"	2 12	1 53	1 477	1,477
Fresnel-Spiegel	Spalt	2 6,3	1 53,5	1 37,6	1,513
Fresnel-Prisma	Spalt (Lampenlicht)	2 10	1 59	1 484	1,504
"	Spalt (Sonnenlicht)	2 9,8	1 57,5	1 40,3	1,524
Fraunhofer	Linse	2 4,7	2	1 84,7	1,520
Billet	Spalt	2 9,7	1 86,2	1 38,5	1,524
Brewster (refl.)	"	2 8,5	1 54,3	1 38,8	1,496
Brewster (durchg.)	"	2 8,5	1 56,3	1 40	1,496
Quincke	"	2 7,3	1 59	1 34	1,503
				Mittel	1,497
					1,518
					1,486

Die Grimaldi'schen Interferenzstreifen waren durch einen Draht vom 9^{ten} 700 Durchmessers erhalten.

Auf die Fresnel'schen Spiegel, zweigeb nach der Nürnberger'schen Methode gestellte geschliffene schwarze Glasplatten, fiel das Licht etwa unter 70° auf. Bei den Fraunhofer'schen Beugungserscheinungen wurde der Schirm mit zwei runden Oefnungen besetzt. Die Braxmator'schen Interferenzstreifen zweiter Ordnung wurden sowohl für reflectirtes als für durchgegangenes Licht auf einer matten Glasplatte aufgefangen (vergl. §. 90 Schluss), auf die eine Millimetertheilung angebracht war. Die in der letzten Zeile gegebenen Werthe sind aus der Tabelle LV entnommen, und für weißes und blaues Licht mit Hilfe der Wellenlängen durch Interpolation berechnet.

Die vorstehende Tabelle enthält gleichzeitig die Werthe des Brechungsexponenten n aus den verschiedenen Werthen Δq mit Hilfe der Gleichung 11 §. 81 berechnet, so dass man daraus etwa die Genauigkeit ersehen kann, die diese Methode, die Brechungsexponenten zu bestimmen, bei den verschiedenen Interferenzapparaten gewährt.

90.

Der Vergleich wegen bestimmte ich an denselben Glasplatten den Brechungsexponenten für weißes Licht auch noch nach der Methode des *Duc. de Chaulnes*¹⁾. Ist D die Dicke einer Platte, und x die Verschiebung eines Mikroskopes um ein Object deutlich sehen zu können, mag die Platte zwischen Object und Objectivglas sich befinden oder fehlen, so ist angenähert

$$n = \frac{D}{D - x}$$

Als Object benutzte ich eine mikroskopische Photogra-

1) *Mém. d. l'Acad. Sc.* 1767, p. 431; *histoire de l'acad.* 1767, p. 164.

Vergl. auch:

Monn. Date, *Report. V*, p. 395, 1844.

Sahler, *Bull. phys. math. d. l'acad. de St. Pétersbourg III*, 232, Pogg. Ann. 65, S. 80, 1845.

Naegeli und Schwendener, das Mikroskop. Leipzig, 1867, 8°, S. 56. und 436.

pläne von Weirischer Schrift: das Mittel aus sechs Bestimmungen bei schwacher Vergrößerung des Mikroskops war
 $n = 1,3723$ $n = 1,480$

Bei starker Vergrößerung
 $n = 1,5565$ $n = 1,581$

Die Methode selbst ist jedoch nicht sehr genau und besonders fallen bei kleinem Object-Abstand oder starken Vergrößerungen die Werthe von n zu groß aus.

Der Polarisationswinkel des Glases wurde bald nach seiner Herstellung $= 56^\circ 13'$ gefunden, was
 $n = \operatorname{tg} 56^\circ 13' = 1,495$
 geben würde.

Man sieht also, daß die verschiedenen Bestimmungen innerhalb der unvermeidlichen Beobachtungsfehler übereinstimmen. Mir scheint die im vorigen §. beschriebene Methode das größte Vertrauen zu verdienen.

91.

Diese Methode läßt sich nun ohne Nachtheil für die Genauigkeit mit sehr einfachen Hilfsmitteln ohne Goniometer durchführen, sobald man zum Messen der Winkel die von Poggendorff angegebene und bei Magnetometern gebräuchliche Spiegel-Ablesung benutzt.

Ein horizontaler Stahldraht AB (Fig. 17 Taf. II) von 3^{mm} Durchmesser ist durch einen Kork C gesteckt, der mit Siegelack auf einem passenden Gestell befestigt wird. Ein Thoncyhinder, der ebenfalls mit Siegelack auf einer dicken Glasplatte angeschmolzen wird, eignet sich recht gut zu diesem Gestell. Auf dem Stahldraht ist an dem Ende B ein an einem passenden Kork befestigter polirter Silberspiegel aufgeschoben, einem gewöhnlichen Magnetometerspiegel entsprechend. Hat man Sorge getragen, daß die Glasfläche den Stahldraht berührt, so steht die Spiegelfläche parallel der Drehungsaxe AB . Die andere Seite A des Stahldrahtes trägt eine kleine Messingplatte A , an der die Platten des Jamin'schen Compensators mit Wachs oder Kitt befestigt werden. H ist ein an AB rechtwinklig angelötheter Stahldraht, der als Handhabe dient.

Man stellt nun den Draht AB wie die Axe eines Goniometers senkrecht gegen die Axe eines gewöhnlichen Fernrohrs, befestigt zuerst die eine Glasplatte des Compensators an der Messingplatte A , so daß ihre Flächen parallel AB stehen, und dann die zweite Glasplatte an der ersten, wie dies in §. 87 und 88 beschrieben worden ist. Der Stahldraht AC wird in Ermangelung von Stellschrauben horizontal gestellt, indem man einen dünnen Holzkeil unter die das Fußgestell tragende Glasplatte schiebt.

Der von beiden Glasplatten gebildete Winkel 2α wird dadurch bestimmt, daß man das Bild einer vertikalen Millimeter-Scala (Magnetometer-Scala) gleichzeitig von beiden gegeneinander geneigten Compensator-Platten in ein horizontales Fernrohr reflectiren läßt, dessen Axe nahezu senkrecht gegen AB steht. Wird die Scala in einem dunklen Zimmer mit einer Lichtflamme hell beleuchtet, so reflectiren die Glasflächen eine genügende Lichtintensität um die Scalentheile erkennen zu können. Die Bilder der beiden Scalen erscheinen im Fernrohr gegen einander verschoben. Nennt man die GröÙe der Verschiebung s , die Entfernung der Compensator-Platten an der Scale E , so ist der an demselben gebildete Winkel 2α durch die Gleichung bestimmt

$$\operatorname{tg} 4\alpha = \frac{s}{E}.$$

Die Beobachtung von s wird erleichtert, wenn ein Theil der Compensator-Platten mit einem dünnen Silberspiegel nach dem §. 45 bis 47 beschriebenen Verfahren belegt ist, oder wenn man den ganzen Apparat parallel AB verschieben kann, so daß entweder nur die eine, oder nur die andere Compensator-Platte das Bild der Scala in das Fernrohr reflectirt. Freilich muß in letzterem Falle die Parallelverschiebung sehr vollkommen gearbeitet seyn, da kleine Fehler derselben schon einen großen Fehler in der Bestimmung von s nach sich ziehen.

Die ganze Vorrichtung wird in der oben beschriebenen Weise in einen Interferenz-Apparat eingeschaltet, wie wenn

die Compensator-Platten an einem gewöhnlichen Goniometer befestigt wären. Die früher mit $A\varphi$ bezeichnete Drehung wird aber jetzt an dem Spiegel B bestimmt mit Fernrohr und einer vertikalen Scala, die sich in der Entfernung E_1 vom Spiegel B befindet. Nennt man s_1 die Differenz der abgelesenen Scalentheile, wenn durch Drehen der Axe AB und des Spiegels B ein Interferenzstreifen an die Stelle des folgenden gebracht wird, so ist

$$\operatorname{tg} 2A\varphi = \frac{s_1}{E_1}.$$

Da nun 2α und $A\varphi$ kleine Winkel sind, so ist ange-
nähert

$$\sin 2\alpha = \frac{s}{2E} \quad \sin A\varphi = \frac{s_1}{2E_1}$$

und die Gleichung 11 geht über in

$$14. \quad n = \frac{\frac{D}{\lambda} \frac{s s_1}{4EE_1}}{\frac{D}{\lambda} \frac{s s_1}{4EE_1} - 1}.$$

Es ist zweckmäfsig $\frac{s_1}{2E_1}$ kleiner als $\frac{s}{2E}$ zu wählen, um die Verschiebung an einer Reihe von Interferenzstreifen bestimmen zu können.

In der folgenden Tabelle sind die Beobachtungen an einem Compensator aus zwei Oertling'schen planparallelen Crown-
glasplatten zusammengestellt, die mit dem §. 80 beschriebenen Interferenz-Apparat erhalten wurden. Die Gröfsen E und E_1 wurden mit horizontalen auf den Fußboden gelegten Millimeter-Scalen bestimmt, indem man den Abstand zweier aus Coconfäden und kleinen Bleikugeln bestehender Lothe maß, die von den Spiegeln und der Scala am Fernrohr herabhingen.

Die Werthe von s sind das Mittel aus sechs Bestimmungen, die von s_1 das Mittel aus 20 Ablesungen, positiven und negativen Werthen von φ entsprechend.

In der ersten Spalte stehen die Fraunhofer'schen Linien, auf welche sich die in der letzten Spalte angegebe-

nen und mit Hilfe der Gleichung 14 berechneten Werthe der Brechungsponenten n beziehen.

LXVIII.

$$D = 2^{\text{m}},494. \quad s = 405^{\text{m}},36. \quad E = 3120^{\text{m}},9.$$

Fraun- hofer'sche Linie	s_1	E_1	n
	mm	mm	
<i>C</i>	60,93	2533,3	1,507
<i>D</i>	55,19	2502,3	1,492
<i>E</i>	49,26	2502,3	1,493
<i>b</i>	49,01	2533,3	1,492
<i>F</i>	45,26	2502,3	1,496
<i>G</i>	40,00	2533,3	1,506

Man sieht wie n wieder für *C* entschieden zu groß gefunden ist.

Uebrigens kann man die Vorrichtung auch für andere Interferenzapparate in ähnlicher Weise benutzen, und an gewöhnlichen Spiegelglasplatten den Brechungsponenten damit bestimmen. In diesem Falle dürfen jedoch in dem Interferenzapparate nicht Strahlenbündel von größerem Querschnitt interferiren, so daß man berechtigt ist innerhalb des Querschnitts die mit dem Sphärometer gemessene Dicke der Spiegelglasplatten als constant anzusehen, eine Bedingung, die sich bei den Apparaten von Grimaldi, Th. Young und Fraunhofer leicht erfüllen läßt.

Berlin, im Mai 1867.

III. Ueber die Verbindungen des Eisens mit dem Phosphor; von Carl Freese.

Die Verbindungen des Eisens mit dem Phosphor sind in doppelter Beziehung von Interesse. Nicht allein, daß sie als würdige Glieder in der Gruppe der an Eigenthümlichkeiten so reichen Phosphorete der genaueren Beachtung von Seiten des theoretischen Chemikers werth gehalten werden, sondern auch dem Eisenhüttenmann ist ihre nähere Kenntniß ein unabweisbares Bedürfnis; auch er wird eine jede Erweiterung derselben freudig aufnehmen und in seiner Praxis zu verwerthen suchen, sey es für das Erblasen eines weniger kaltbrüchigen Eisens, oder bei Untersuchung der von ihm dargestellten Eisensorten.

Darnach ist es auffallend, daß die Literatur über diesen Gegenstand, noch immer nicht auf jene Vollständigkeit Anspruch machen darf, welche man in vielen, ja den meisten Theilen der anorganischen Chemie zu finden gewohnt ist. Mit Recht kann man wohl behaupten, daß über die Eisenphosphorete nur verhältnißmäßig wenige, zum Theil sich noch widersprechende Angaben existiren, die deshalb vereinzelt und ohne jeglichen theoretischen Zusammenhang dastehen.

In dieser Ueberzeugung habe ich die Eisenphosphorete zum Gegenstand einer längeren Untersuchung gemacht und erlaube ich mir, die bis jetzt gefundenen Thatsachen im Verein mit den aus ihnen gezogenen theoretischen Schlüssen in Folgendem darzulegen.

Es wird mir gestattet seyn, zunächst eine kurze Uebersicht des bisher Bekannten über die Eisenphosphorete zu geben, ohne dabei Details zur Sprache zu bringen. Auf solche werde ich erst, sofern sie unter sich oder mit meinen Erfahrungen im Widerspruch stehen, bei Mittheilung meiner eigenen Untersuchungen am geeigneten Orte eingehen.

In der zweiten Hälfte des vorigen Jahrhunderts glaubte der schwedische Chemiker Torbern Bergman (*Opuscula physica*, 1783, 3, 109) ein neues Metall, welches er *Siderum* nannte, entdeckt zu haben. Er hatte nämlich gefunden, daß sich aus der Lösung eines aus Raseneisenstein erblasen Eisens in Schwefelsäure bei längerem Stehen an der Luft ein weißes Pulver niederschlug (eine Thatsache, die sich bekanntlich aus der Umwandlung des in Lösung befindlichen Eisenoxydulphosphats in Oxydphosphat erklärt), welches Pulver sich durch Glühen mit Kohle in eine stahlgraue metallische Masse, Bergman's *Siderum*, umwandeln liefs. Scheele bewies dann aber 1785, daß dieses vermeintliche Metall aus Eisen und Phosphor bestehe.

Jene von Bergman in Schweden beobachtete Thatsache wurde um dieselbe Zeit in Deutschland von Meyer gefunden (Schriften der Berlinischen Gesellschaft naturforschender Freunde, 1781. 2. S. 334); auch dieser glaubte aus einer neuen »weißen Erde« ein Metall, das er *Hydrosiderum* nannte, dargestellt zu haben; aber im Jahre 1784 erkannte er sein Metall als »ein Eisen mit Phosphorsäuregehalt.«

Somit war nicht allein die Kaltbrüchigkeit des Eisens in ihrer Ursache erkannt, man hatte dadurch auch eine Methode zur Darstellung eines Phosphoreisens gefunden, denn der Phosphor konnte nur durch irgend welche Phosphate, die in der Beschickung des Hohofens, welcher jenes Eisen geliefert hatte, enthalten gewesen, in diesen gelangt und im Verlaufe des Schmelzprocesses von dem Eisen aufgenommen seyn. Man brauchte also nur, wenn es der Darstellung von Phosphoreisen galt, Substanzen, die einerseits Eisen, andererseits Phosphorsäure eñthielten, mit Kohle zu glühen und in der That sind seit Ende des vorigen Jahrhunderts viele derartigen Versuche angestellt und beschrieben.

So erhielt Pelletier (Chem. Annalen v. Crell, 1796, Bd. 2, S. 148) durch Glühen gleicher Theile Eisenfeile und Phosphorglas mit $\frac{1}{18}$ Kohlenstaub ein Phosphoreisen, das nach ihm 80 Proc. Eisen und 20 Proc. Phosphor enthielt.

Pelletier gab außerdem an, daß der Zusatz von Kohle hierbei nicht unbedingt nöthig sey; indess ist es nach dem jetzigen Stande der Wissenschaft eine ausgemachte Sache, daß er in diesem Falle nur ein Gemenge von Phosphoreisen und Eisenphosphat erhielt.

Berthier (*Ann. de Chim. et de Phys.* 33, p. 180) stellte ein Phosphoreisen dar, indem er 1 Thl. Eisenoxyd mit 2 bis 3 Thln. einer Mischung von 0,5 phosphorsaurem Kalk, 0,25 Quarzpulver und 0,25 Boraxglas in einem mit Kohle ausgefütterten Tiegel glühte. Aehnlich ist die von Wöhler gegebene Vorschrift zur Darstellung von Phosphoreisen. Man soll nach ihm (*Gmelin's Chemie* 1844, Bd. 3, S. 209) 8 Thl. Eisenfeile, 10 Thl. Knochenasche, 5 Thl. Sand und 1 Thl. Kohlenpulver bei einer zur Schmelzung des sich dabei bildenden kieselsauren Kalks hinreichenden Temperatur glühen. Berzelius empfiehlt ferner in seiner *Chemie* von 1844, Bd. 2, S. 730 ein Glühen von phosphorsaurem Eisenoxydul mit dem vierten Theil Kohle. Endlich hat Struve (*Journ. für pract. Chemie*, Bd. 79, S. 337) nach demselben Princip ein Phosphoreisen durch Glühen von phosphorsau rem Eisenoxyd in einem mit Zuckerkohle ausgefütterten hessischen Tiegel erhalten.

Während so die Darstellung von Phosphoreisen durch Reduction von Phosphaten vermittelt Kohle in der Glühhitze auf die mannigfaltigste Weise versucht worden, ist die Reduction eines Eisenphosphats in der Glühhitze durch Wasserstoff statt der Kohle bis jetzt nur von Struve (*Journ. für pract. Chemie*, Bd. 79, S. 333) ausgeführt und beschrieben worden.

Es hat ferner nicht an Versuchen gefehlt, Eisen und Phosphor direct bei erhöhter Temperatur zu vereinigen; aber hierüber finden wir je nach der Art, wie man solches bewerkstelligte, die verschiedensten Angaben über Zusammensetzung und Eigenschaften des erhaltenen Phosphoreisens, was leicht erklärlich, da man sogar theilweise die Luft bei diesem Versuche nicht oder nur unvollständig ausschloß, also dann nur Präparate erhielt, die nicht Phosphoreisen

waren, sondern dieses nur in größerer oder kleinerer Menge enthielten. Wenn Hatchett (Gmelin's Chemie, 1844, Bd. 3, S. 209) dadurch ein reines Eisenphosphoret zu erhalten glaubte, daß er einfach Phosphorstücke auf glühende Eisenfeile warf, so mag ihn der wissenschaftliche Standpunkt seines Zeitalters entschuldigen; dagegen muß es befremden, daß Percy in der neuesten Zeit (dessen Metallurgie, deutsch von Wedding 1864, Bd. 2, S. 78) auf dieselbe Weise eine bestimmte chemische Verbindung Fe^xP (hier $\text{Fe} = 56$ und $\text{P} = 31$ angenommen) erhalten haben will. Die von Percy angegebenen Eigenschaften seines Eisenphosphorets lassen sofort erkennen, daß dieses nur ein Gemenge von Eisen mit Phosphoreisen ist, abgesehen von dem unfehlbaren Sauerstoffgehalt des Präparats. Wo man dagegen die directe Vereinigung von Eisen und Phosphor bei erhöhter Temperatur in einem Wasserstoffstrom vornahm, erhielt man auch fast übereinstimmende Resultate, nämlich ein Phosphoreisen von der Zusammensetzung FeP , dessen Eigenschaften indess von den einzelnen Forschern nicht ganz übereinstimmend angegeben sind. In der bezeichneten Weise verfahren Schrötter (Wien. Akad. Ber. 1849, Mai, S. 301), Hvoslef (Annal. d. Chem. u. Pharm. Bd. 100, S. 99) und Struve (Journ. f. pract. Chem. Bd. 79, S. 337).

In der ersten Hälfte dieses Jahrhunderts wurden die Versuche zur Lösung eines Problems von Seiten der größten Chemiker jener Zeit Ursache zur Auffindung einer neuen Methode zur Darstellung von Phosphoreisen. Nachdem nämlich von Gengembre 1783, sowie durch Kirwan 1784 das selbstentzündliche und sodann von H. Davy im Jahre 1812 das nicht selbstentzündliche Phosphorwasserstoffgas entdeckt war, suchte man die Ursache des verschiedenen Verhaltens beider Gase, die nahe gleiche Zusammensetzung zeigten, zu erforschen. Wenn auch diese Aufgabe noch heute nicht vollständig gelöst ist, so haben doch die zu diesem Zweck angestellten Versuche, namentlich die von H. Rose und Dumas, die Chemie mit einer Menge inter-

essanter Thatsachen bereichert, von denen hier die Bildung von Eisenphosphoreten beim Erhitzen von Eisen oder dessen Chlor- resp. Schwefelverbindungen im Phosphorwasserstoffgas hervorzuheben ist. So ermittelte Dumas (*Ann. de Chim. et Phys.* T. 31, p. 133) dadurch die Zusammensetzung des Phosphorwasserstoffgases, dafs er Eisen im Ueberschufs in diesem Gase erhitzte; während sämmtlicher Phosphor vom Eisen aufgenommen wurde, blieb das 1½fache Volum an Wasserstoff von dem des angewandten Phosphorwasserstoffs zurück. Dumas hatte ein anderes Ziel als die nähere Untersuchung des hierbei entstehenden Phosphoreisens; darum finden wir dieses von ihm auch nirgends näher beschrieben. Ich habe solches indess speciell untersucht und werde weiter unten darüber handeln.

H. Rose hat zur Lösung des erwähnten Problems das Verhalten des Phosphorwasserstoffgases gegen die verschiedensten Körper untersucht und in einer Reihe höchst werthvoller Abhandlungen in Poggendorff's Annalen veröffentlicht. Von diesen interessirt uns hier einmal die Angabe Bd. 24, S. 301, nach der sich beim Erhitzen von wasserfreiem Eisenchlorid in einem Phosphorwasserstoffstrom ein Phosphoreisen bildet, das er indess nicht näher beschrieben hat und sodann (Bd. 6, S. 212, sowie Bd. 24, S. 333) die Darstellung eines Phosphoreisens von der Zusammensetzung Fe^3P^4 durch Erhitzen von Schwefelkies in demselben Gase. Letzteres Phosphoreisen ist von H. Rose näher untersucht und beschrieben. Meine nicht ganz mit Rose's Angaben übereinstimmenden Erfahrungen werden mich veranlassen, später hierauf zurückzukommen.

Die Ueberführung eines Eisenphosphorets in ein anderes ist bisher nur von Hvoslef versucht. Derselbe will durch Glühen des Phosphorets FeP unter einer Decke von Borax die Verbindung Fe^3P (*Annalen der Chem. u. Pharm.* Bd. 100, S. 100) erhalten haben.

Während die Darstellung von Eisenphosphoreten auf trockenem Wege mit gröfserem oder geringerem Erfolg ver-

sucht ist, hat man sich bisher vergebens bemüht, solche auf nassem Wege zu erhalten.

Indem ich hiermit im Wesentlichen die bis jetzt bekannten Methoden zur Darstellung von Eisenphosphoreten angeführt habe, ohne auf diese selbst, um Wiederholungen zu vermeiden, näher einzugehen, so sey mir jetzt die Vorführung meiner eigenen Versuche gestattet. Da ich alle bisherigen Methoden zu dem vorliegenden Zweck bis auf solche, nach denen man überhaupt nach chemischen Principien kein reines Präparat erwarten darf, geprüft habe und dann auch sämtliche bis jetzt bekannten Eisenphosphorete specieller untersucht, so werde ich die einzelnen von mir dargestellten Verbindungen nach ihrer Zusammensetzung in der Reihenfolge abhandeln, das ich mit der an Phosphor reichsten Verbindung beginne. Es ist vielleicht noch nöthig, um Missdeutungen zu vermeiden, hier ausdrücklich hervorzuheben, das ich gemäß den neueren Ansichten in der Chemie das Atomgewicht des Eisens = 56, das des Phosphors = 31 annehme, wodurch natürlich das Atomverhältniß zwischen Eisen und Phosphor in den Verbindungen beider gegen die früher herrschenden Ansichten, nach denen man $\text{Fe} = 28$ und $\text{P} = 31$ annahm, dahin abgeändert wird, das bei derselben Atomzahl des Phosphors sich die des Eisens auf die Hälfte reducirt.

Phosphoreisen von der Zusammensetzung Fe^3P^4 .

Während man bis jetzt nur eine von H. Rose angegebene Darstellungsweise dieses Phosphoreisens kannte (Poggendorff's Annal. Bd. 6, S. 212 und Bd. 24, S. 333), nämlich die durch Erhitzen von Schwefelkies in einem Strome von Phosphorwasserstoffgas, habe ich auf mehrfache Art diese Verbindung erhalten, nämlich zunächst durch *Erhitzen von reinem Eisen in einem Strome von Phosphorwasserstoffgas*.

Reines Eisenoxyd, das in einer Kugelhöhre, wie man solche bei Chloranalysen anwendet, enthalten war, reducirte ich durch Erhitzen in einem Wasserstoffstrom und liefs

das Eisen in diesem Gase erkalten, um es dann, ohne es vorher an die Luft zu bringen, in einem Strome von Phosphorwasserstoffgas zu erhitzen. Dieses wurde durch Kochen von amorphem Phosphor mit concentrirter Kalilauge in einem Kolben dargestellt, weil sich hierbei bekanntlich nicht selbstentzündlicher Phosphorwasserstoff entwickelt und also der Versuch weniger gefährlich ist. Indem ich einen bedeutenden Ueberschufs an Phosphor gegen die Kalilauge anwandte, war ich sicher, dafs dem Phosphorwasserstoff nur Spuren freien Wasserstoffs beigemischt waren. Aus dem Kolben leitete ich das Gas durch eine Flasche, die eine concentrirte Chlorcalciumlösung enthielt, um die Stärke des Gasstroms beobachten zu können und das Gas hier schon theilweise zu trocknen; von da passirte es drei mit Chlorcalcium gefüllte Trockencylinder. Zu Anfang der Entwicklung mußte ich bei dem Erhitzen des Kolbens sehr vorsichtig seyn, um einer Zertrümmerung desselben vorzubeugen, weil bekanntlich auch dieser nicht selbstentzündliche Phosphorwasserstoff auf 100° erwärmt selbstentzündlich wird. Wenn also diese Temperatur erreicht war und noch nicht alle Luft aus dem Kolben entfernt, so fand auf ihre Kosten ein theilweises Verbrennen des Phosphorwasserstoffs und deshalb ein plötzliches Zurücksteigen der Chlorcalciumlösung statt. Dieses ist indels weniger gefahrvoll, als das vorläufige Ausströmen des Gases aus dem Kolben in die Luft. Sobald eine regelmässige Gasentwicklung eingetreten war, verband ich den letzten Trocken-Cylinder mit der das reducirte Eisen enthaltenden Kugelröhre, wartete indels noch mit dem Erhitzen der Kugel, bis ich überzeugt, dafs auch aus dieser alle Luft entfernt war. Denn geschieht das Erwärmen schon vorher, so findet auf Kosten dieser Luft ein Verbrennen des Eisens sowohl wie des Phosphorwasserstoffs statt und wird hierdurch die Röhre auch nicht zertrümmert, so hat das Eisen doch damit Sauerstoff aufgenommen, der, wie ich weiter unten zeigen werde, im Verlaufe des Processes nicht wieder entfernt wird, also zur Bildung eines unreinen Präparats Anlaß giebt. Wie alle

Luft aus der Kugelhöhre durch den Phosphorwasserstoff verdrängt seyn mußte, erhitzte ich die Kugel mit dem Eisen zum schwachen Rothglühen. Der hintere Schenkel der Röhre war etwas weiter gewählt, um ein Verstopfen desselben durch den von der Zersetzung des Phosphorwasserstoffs in der Hitze herrührenden und sich hier absetzenden Phosphor zu vermeiden. Aus der Kugelhöhre entwich das Gas durch ein langes Glasrohr, an dessen Mündung es sich mitunter von selbst entzündete, in Folge eines Gehalts an Phosphordampf. Durch mehrfache Versuche habe ich gefunden, daß bei Anwendung von 3 bis 4 Grm. Eisen ein Erhitzen von 4 bis 5 Stunden in dem Phosphorwasserstoffgas nöthig ist, um ein Phosphoreisen von constanter Zusammensetzung zu erhalten. Nach Ablauf dieser Zeit liefs ich das Präparat in jenem Gase erkalten.

Das auf diese Weise erhaltene Eisenphosphoret bildet ein dunkelbläulichgraues, nicht magnetisches Pulver von 5,04 spec. Gew., an der Luft bei gewöhnlicher Temperatur unveränderlich. Auf den ersten Blick scheint es, als ob dieses Phosphoret in Chlorwasserstoffsäure, Salpetersäure oder concentrirter Schwefelsäure selbst beim Kochen ganz unlöslich sey (worüber ich weiter unten ausführlich handeln werde). Dagegen löst es sich in Königswasser beim Erwärmen ziemlich leicht und vollständig auf zu phosphorsaurem Eisenoxyd, weshalb ich solches als Lösungsmittel zum Zweck der quantitativen Analyse anwandte. Wenn ich diese hier zunächst anführe und dann erst auf die weiteren Eigenschaften dieses Phosphorets eingehe, so mag mich der Umstand entschuldigen, daß sämtliche Verbindungen des Eisens mit dem Phosphor äußerlich sich so wenig von einander unterscheiden, daß fast nur die quantitative Analyse Aufschluß darüber geben kann, mit welcher von ihnen man es zu thun hat.

Von den bekannten Methoden zur quantitativen Analyse der in Rede stehenden Verbindungen habe ich als diejenige, welche die größte Genauigkeit und Einfachheit der Ausführung in sich vereinigt, folgende befunden:

Die Lösung des Eisenphosphorets in Königswasser übersättigt man mit Ammoniak, zersetzt das niederfallende phosphorsaure Eisenoxyd mit Schwefelammonium und digerirt 12 Stunden in mäßiger Wärme. Sodann filtrirt man das Schwefeleisen mit Beachtung der bekannten Vorsichtsmaafsregeln ab, löst in Chlorwasserstoffsäure, filtrirt den Schwefel ab, oxydirt das Eisen und fällt mit Ammoniak, bestimmt also das Eisen als Eisenoxyd. In dem Filtrat vom Schwefeleisen, das neben phosphorsauerm Ammoniak Schwefelammonium enthält, zerstört man zunächst dieses durch Erhitzen mit Chlorwasserstoffsäure, filtrirt den Schwefel ab, übersättigt dann mit Ammoniak und fällt mit einer klaren Mischung von schwefelsaurer Magnesia, Chlorammonium und freiem Ammoniak den Phosphor als phosphorsaure Ammoniak-Magnesia, um ihn nach dem Glühen als pyrophosphorsaure Magnesia zu bestimmen. Nach dieser Methode habe ich die sämtlichen in dieser Abhandlung angeführten Analysen von Phosphoreisen ausgeführt.

Die beiden Analysen des in Rede stehenden Phosphoreisens ergaben Folgendes:

a. Angewandt: 0,913 Grm.

$$\begin{array}{rcl} \text{FeO}^3 = 0,746; & \text{folglich Fe} = 0,5222 & = 57,20 \text{ Proc.} \\ \text{Mg}^2\text{P}^2\text{O}^7 = 1,394 & \text{»} & \text{P} = 0,38931 = 42,64 \text{ »} \\ & & \hline & & 99,84 \text{ Proc.} \end{array}$$

b. Angewandt: 0,649 Grm.

$$\begin{array}{rcl} \text{FeO}^3 = 0,532; & \text{folglich Fe} = 0,3724 & = 57,38 \text{ Proc.} \\ \text{Mg}^2\text{P}^2\text{O}^7 = 0,980 & \text{»} & \text{P} = 0,2737 = 42,17 \text{ »} \\ & & \hline & & 99,55 \text{ Proc.} \end{array}$$

Hieraus ergibt sich das Atomverhältnifs

$$\begin{array}{l} \text{nach a.} \\ \text{Fe} = \frac{57,20}{56} = 1,021 \\ \text{P} = \frac{42,64}{31} = 1,375 \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} \text{Fe} \\ \text{P} \end{array}} \right\} \begin{array}{l} 3. \\ 4. \end{array} \quad \begin{array}{l} \text{nach b.} \\ \text{Fe} = \frac{57,38}{56} = 1,025 \\ \text{P} = \frac{42,17}{31} = 1,360 \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} \text{Fe} \\ \text{P} \end{array}} \right\} \begin{array}{l} 3. \\ 4. \end{array}$$

Darnach ist die Zusammensetzung dieses Phosphoreisens = Fe^3P^4 , denn es ist

	gefunden:		berechnet:
	a.	b.	
Fe =	57,20 Proc.	57,38 Proc.	57,53 Proc.
P =	42,64 "	42,17 "	42,47 "
	<hr/>	<hr/>	<hr/>
	99,54 Proc.	99,55 Proc.	100.

Wenn auch dieses Phosphoreisen bei einer oberflächlichen Prüfung in Chlorwasserstoffsäure ganz unlöslich erschien, so fand ich doch bald, daß es bei längerem Kochen mit dieser Säure angegriffen wird; man bemerkt nicht allein einen schwachen Phosphorwasserstoffgeruch, sondern es findet sich neben Eisenoxydul auch Phosphorsäure in der Lösung. Da ich indeß bei der Erkennung des fortgehenden Phosphorwasserstoffs durch den Geruch mich wohl täuschen konnte, so erhitzte ich das Phosphoreisen mit der Chlorwasserstoffsäure in einem Kolben, aus dem ich das sich entwickelnde Gas in eine Vorlage leitete, welche eine ammoniakalische Silberlösung enthielt; die zur Verbindung dienende Glasröhre trug zwei mit loser Baumwolle gefüllte Kugeln, damit nicht etwa Spuren der Flüssigkeit im Kolben durch den Gasstrom in die Vorlage geführt werden konnten. Das aus dem Kolben entweichende Gas bewirkte in der That eine dunkle Färbung des Inhalts der Vorlage durch sich abscheidendes Silber und die Flüssigkeit zeigte deutlich einen Phosphorsäuregehalt. Darnach geht also beim Erwärmen dieses Phosphoreisens mit Chlorwasserstoffsäure ein Theil des Phosphors als Phosphorsäure in Lösung, während ein anderer Theil desselben als Phosphorwasserstoff entweicht. Ich stellte mir nun die Aufgabe, die relativen Mengen beider Theile zu ermitteln und dann zu untersuchen, ob dieses Verhältniß bei Wiederholung des Versuchs dasselbe sey, ob hier also eine gewisse Gesetzmäßigkeit existire. Von der directen Bestimmung des im Phosphorwasserstoff fortgehenden Phosphors mußte ich Abstand nehmen, weil das Phosphoreisen von der Chlorwasserstoffsäure so langsam angegriffen wird, daß zum vollständigen Lösen von 0,1 Grm. ein viertägiges Erhitzen mit der Chlorwasserstoffsäure nöthig ist, also der Apparat durch die salzsauren

Dämpfe bald undicht wird. Vielleicht gelingt mir diese directe Bestimmung in der Folge durch Anwendung eines complicirteren Apparats. Da ich die Zusammensetzung des Phosphoreisens bereits kannte, so genügte es ja auch, diejenige Phosphormenge zu ermitteln, welche zu Phosphorsäure oxydirt, sich nach dem Lösen des Phosphoreisens in Chlorwasserstoffsäure in dieser Lösung vorfand. Hierzu erwärmte ich eine abgewogene Menge des Phosphoreisens mit Chlorwasserstoffsäure in einem Kolben mit langem Halse, der durch einen Trichter theilweise verschlossen war, 8 Tage hindurch fast bis zum Kochen der Säure, diese natürlich von Zeit zu Zeit erneuernd; da aber nach dieser Zeit noch keine vollständige Lösung erreicht war, so filtrirte ich den Rückstand ab, um sowohl ihn wie die Lösung für sich quantitativ zu analysiren. Ich erhielt nach der oben angegebenen Methode bei Anwendung von 1,142 Grm. Phosphoreisen

a) aus dem Rückstande:

$$\begin{aligned} \text{FeO}^3 &= 0,321, \text{ folglich Fe} = 0,3647 = 31,94 \text{ Proc.} \\ \text{Mg}^2\text{P}^2\text{O}^7 &= 0,969 \quad \text{»} \quad \text{P} = 0,2706 = 23,69 \quad \text{»} \\ &\text{Rückstand} = \underline{\underline{55,63 \text{ Proc.};}} \end{aligned}$$

b) aus der Lösung:

$$\begin{aligned} \text{FeO}^3 &= 0,4115, \text{ also Fe} = 0,28805 = 25,22 \text{ Proc.} \\ \text{Mg}^2\text{P}^2\text{O}^7 &= 0,292, \quad \text{»} \quad \text{P} = 0,08155 = 7,14 \quad \text{»} \end{aligned}$$

Was zunächst den Rückstand betrifft, so hat dieser genau dieselbe Zusammensetzung wie das angewandte Phosphoreisen, denn es folgt aus Obigem das Atomverhältniß

$$\left. \begin{array}{l} \text{Fe} = 31,94 \text{ Proc.} \\ \text{P} = 23,69 \quad \text{»} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \frac{31,94}{56} = 0,570 \text{ Fe} \\ \frac{23,69}{31} = 0,764 \text{ P,} \end{array}$$

welches nahezu = 3Fe : 4P ist.

Dagegen folgt aus der Analyse der Lösung das Atomverhältniß

$$\left. \begin{array}{l} \text{Fe} = 25,22 \text{ Proc.} \\ \text{P} = 7,14 \quad \text{»} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \frac{25,22}{56} = 0,45 \text{ Fe} \\ \frac{7,14}{31} = 0,23 \text{ P} \end{array} \left. \right\} = 2\text{Fe} : 1\text{P.}$$

Dieses Verhältniſs iſt ſo auffallend einfach, daſs ich, hier eine Geſetzmäßigkeit ahnend, den Verſuch ſofort wiederholte. Ich erhitze 0,2565 Grm. des Phosphoreiſens mit Chlorwaſſerſäure 14 Tage hindurch, aber eine vollſtändige Löſung war auch hierdurch noch nicht erreicht; deſhalb filtrirte ich den Rückſtand ab und analyſirte die Löſung (erſteren noch einmal zu unterſuchen, hielt ich nach dem Vorigen für überflüſſig). Ich erhielt hierbei

$$\text{FeO}^3 = 0,1586, \text{ also Fe} = 0,11102 = 43,28 \text{ Proc.}$$

$$\text{Mg}^2\text{P}^2\text{O}^7 = 0,111, \quad \text{P} = 0,031 = 12,08 \quad \text{»}$$

Folglich iſt das Atomverhältniſs:

$$\left. \begin{aligned} \text{Fe} &= \frac{43,28}{56} = 0,773 \\ \text{P} &= \frac{12,08}{31} = 0,390 \end{aligned} \right\} = \begin{cases} 2 \text{ Fe} \\ 1 \text{ P.} \end{cases}$$

In der Löſung waren alſo wie vorhin faſt genau 2Fe gegen 1P.

Wenn nun in dem Phosphoreiſen urſprünglich 3 At. Eiſen gegen 4 At. Phosphor (alſo 6 At. Eiſen gegen 8 At. Phosphor) vorhanden waren und die Löſung deſſelben in Chlorwaſſerſtoffſäure 2 At. Eiſen gegen 1 At. Phosphor (oder 6 At. Eiſen gegen 3 At. Phosphor) enthält, ſo ſind $\frac{3}{5}$ des Phosphors zu Phosphorsäure oxydirt und $\frac{1}{5}$ von ihm in dem entweichenden Phosphorwaſſerſtoff enthalten. Dieſes Reſultat iſt inſofern höchſt merkwürdig, alſ dieſe beiden Phosphormengen (3 und 5) in der Phosphorsäure und in dem Phosphorwaſſerſtoff ſich Sauerſtoff und Waſſerſtoff gerade in dem Verhältniſs angeeignet haben, wie dieſe Elemente im Waſſer vorhanden ſind, denn verdoppeln wir jene Verhältniſszahlen zu 6 und 10, ſo brauchen 6 At. Phosphor zur Bildung von Phosphorsäure 15 At. Sauerſtoff und 10 At. Phosphor zu der von Phosphorwaſſerſtoff 30 At. Waſſerſtoff, alſo die Beſandtheile von 15 Molecülen Waſſer. Hieraus lieſſen ſich nun mannigfache Schlüſſe ziehen, aber erſt weiter unten werde ich dieſes Reſultat theoretisch zu verwerthen ſuchen, nachdem ich auch das Verhalten der übrigen Verbindungen des Eiſens mit dem Phosphor gegen Chlorwaſſerſtoffſäure angeführt habe.

Betrachten wir jetzt das Verhalten des in Rede stehenden Phosphoreisens gegen Schwefelsäure.

Die concentrirte Säure löst dasselbe nach längerem Kochen unter Entwicklung von schwefliger Säure zu phosphorsaurem Eisenoxydul auf; 0,3 Grm. Phosphoreisen erforderten zur vollständigen Lösung ein 1½ stündiges Kochen; es findet sich sämmtlicher Phosphor als Phosphorsäure in der Lösung, wovon ich mich durch eine quantitative Analyse dieser letzteren überzeugt habe:

$$\begin{array}{r} \text{Angewandtes Phosphoreisen} = 0,290 \\ \text{FeO}^3 = 0,2385; \text{ folglich Fe} = 0,16695 = 57,57 \text{ Proc.} \\ \text{Mg}^2\text{P}^2\text{O}^7 = 0,4435, \quad \text{P} = 0,12386 = 42,70 \text{ "} \\ \hline 100,27 \text{ Proc.} \end{array}$$

Atomverhältniß:

$$\begin{array}{l} \text{Fe} = \frac{57,57}{56} = 1,028 \\ \text{P} = \frac{42,70}{31} = 1,377 \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} \text{Fe} \\ \text{P} \end{array}} \right\} = \left. \begin{array}{l} 3 \text{ Fe} \\ 4 \text{ P.} \end{array} \right\}$$

Beim Erwärmen des Phosphoreisens Fe^3P^4 mit verdünnter Schwefelsäure findet nur ein unbedeutender Angriff desselben statt; indess konnte ich hierbei eine schwache Entwicklung von Phosphorwasserstoff durch den Geruch wahrnehmen und solche auch durch eine ammoniakalische Silberlösung nachweisen, während sich in der Lösung Phosphorsäure fand. Da das Phosphoreisen sich in der kochenden verdünnten Schwefelsäure ebenso langsam löst wie in Chlorwasserstoffsäure, so würde man, um eine vollständige Lösung selbst kleiner Mengen Phosphoreisens zu erzielen, die Schwefelsäure hierbei durch das längere Kochen concentriren; die concentrirte Säure wirkt aber nach dem Obigen ganz anders auf das Phosphoreisen wie verdünnte, sie oxydirt sämmtlichen Phosphor zu Phosphorsäure, was die letztere Säure nur theilweise bewirkt. Darnach müßte man, um hier einen ähnlichen Versuch anzustellen, wie ich solchen mit Anwendung von Chlorwasserstoffsäure ausgeführt, die ursprüngliche Stärke der verdünnten Schwefelsäure durch fortwährende Ersetzung des verdampfenden Wassers zu er-

halten suchen, wodurch man aber doch wohl schwerlich zu einem bestimmten Resultat kommen dürfte.

In Salpetersäure löst sich das fragliche Phosphoreisen ebenfalls nur beim längeren Kochen, und zwar unter Entwicklung salpetriger Dämpfe, zu phosphorsaurem Eisenoxyd auf; es ist hierbei ziemlich einerlei, ob die Säure verdünnt oder concentrirt ist; selbst in rauchender Salpetersäure löst sich das Phosphoreisen nur sehr langsam. 0,3 Grm. erforderten zum vollständigen Lösen ein zweistündiges Erhitzen mit einer Säure von mittlerer Stärke; eine Entwicklung von Phosphorwasserstoff war selbst bei Anwendung stark verdünnter Säure nicht nachzuweisen; es findet sich also nach dem Auflösen des Phosphoreisens in Salpetersäure von beliebiger Stärke sämmtlicher Phosphor als Phosphorsäure in der Lösung.

Ich habe auch das Verhalten des Phosphoreisens beim Erhitzen an der Luft näher untersucht. Während es sich bei gewöhnlicher Temperatur nicht verändert, bedarf es zu seiner Verbrennung nur einer geringen Erhöhung derselben. Auf einem Platinblech erhitzt, welches man zu diesem Versuch ungestraft anwenden darf, fängt es bald an einer Stelle an zu erglühen, und indem sich ein schwacher weißer Rauch (von abbrennendem Phosphor herrührend) entwickelt, schreitet das Erglühen langsam über die ganze Oberfläche des Phosphoreisens fort; nun verschwindet der Rauch und die Substanz ändert sich nicht weiter. Nach dem Erkalten findet man sie wenig zusammengesintert und von etwas dunklerer Farbe wie vorher. Bei Anwendung stärkerer Hitze findet indess eine weitere Veränderung des Phosphoreisens statt. Glüht man dasselbe nämlich in einem Porzellantiegel zu einem verhältnißmäßig hohen Kegel aufgehäuft auf dem Gasebläse, so kommt man zu der Ueberzeugung, daß das Phosphoreisen an sich unschmelzbar ist; aber während es durch die Hitze seines Phosphors theilweise beraubt wird, verwandelt es sich gleichzeitig unter Erglühen in eine schmelzbare, wenn auch sehr strengflüs-

sige bläuliche Masse. Dieser Vorgang findet aber nur an der Oberfläche statt, denn das Verbrennungsproduct, welches natürlich ein Eisenphosphat ist, überzieht wie ein Firnis das noch unveränderte Phosphoreisen. In dem Maasse, wie solches durch die anhaltende Hitze abschmilzt und die Oberfläche des noch unveränderten Phosphoreisens bloßlegt, wird dieses weiter wie eben beschrieben zersetzt. Eine vollständig geflossene homogene Masse erhielt ich bei Anwendung von etwa 0,5 Grm. Phosphoreisen erst nach einstündiger Weißgluth und blieb bis zum letzten Moment der ursprüngliche Kegel, zu dem das Phosphoreisen aufgehäuft war, zu erkennen. Dieser letzte Umstand dürfte die obige Annahme rechtfertigen, das untersuchte Phosphoreisen sey an sich unschmelzbar; jedenfalls ist es sehr viel schwerer schmelzbar wie sein Verbrennungsproduct und absolut unschmelzbar ist überhaupt wohl kein Körper.

Ich habe die Veränderung, welche das Phosphoreisen beim Verbrennen erfährt, mit der Wage verfolgt und auch das Verbrennungsproduct untersucht. Das Gewicht nahm stetig zu bis zu einer gewissen Größe, welche es dann beibehielt. Bei Anwendung von 0,3782 Grm. Phosphoreisen betrug die Gewichtszunahme 0,1954, also 51,67 Proc. Bei einem zweiten Versuch fand ich durch Verbrennen von 0,2041 Grm. Phosphoreisen eine Gewichtszunahme = 0,1065 = 52,18 Proc. Das Verbrennungsproduct einer größeren Menge Phosphoreisens wurde in Königswasser gelöst, um die relativen Mengen von Eisen und Phosphor in ihm zu bestimmen: diese Säure wandte ich an, um sicher zu seyn, daß sämtliche Phosphorsäure als gewöhnliche in der Lösung enthalten sey. Aus 0,5736 Gr. des Phosphats erhielt ich

$$\begin{aligned} \text{FeO}^3 &= 0,3106; \text{ also Fe} = 0,21756 = 37,93 \text{ Proc.} \\ \text{Mg}^2\text{P}^2\text{O}^7 &= 0,434 \quad \text{ } \quad \text{P} = 0,121207 = 21,11 \quad \text{ } \\ & \quad \quad \quad \text{mithin O} = 40,96 \quad \text{ } \\ & \quad \quad \quad 100. \end{aligned}$$

Das Atomverhältnifs ist darnach

$$\left. \begin{array}{l} \text{Fe} = \frac{37,93}{56} = 0,678 \\ \text{P} = \frac{21,11}{31} = 0,681 \\ \text{O} = \frac{40,96}{16} = 2,560 \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} 1 \text{ Fe} \\ 1 \text{ P} \\ 3,8 \text{ O.} \end{array} \right.$$

Eine andere Analyse von 0,783 Grm. des Verbrennungsproductes ergab

$$\begin{array}{rcl} \text{Fe O}^3 = 0,427, & \text{also Fe} = 0,2989 & = 38,17 \text{ Proc.} \\ \text{Mg}^2\text{P}^2\text{O}^7 = 0,602 & \text{» P} = 0,168126 & = 21,47 \text{ »} \\ & \text{mithin O} = 40,36 & \text{»} \\ & & \underline{100.} \end{array}$$

Hieraus folgt das Atomverhältnifs

$$\left. \begin{array}{l} \text{Fe} = \frac{38,17}{56} = 0,682 \\ \text{P} = \frac{21,47}{31} = 0,693 \\ \text{O} = \frac{40,36}{16} = 2,523 \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} 1 \text{ Fe} \\ 1 \text{ P} \\ 3,7 \text{ O.} \end{array} \right.$$

Zunächst folgt aus diesen Analysen, daß Eisen und Phosphor zu gleichen Atomen in dem Phosphat vorhanden sind, daß also bei der Verbrennung des Phosphoreisens Fe^3P^1 $\frac{1}{4}$ des Phosphors sich verflüchtigt und $\frac{3}{4}$ desselben zu Phosphorsäure oxydirt werden und zurückbleiben; sodann auch, daß das Verbrennungsproduct gleichzeitig aus phosphorsaurem Eisenoxydul und phosphorsaurem Eisenoxyd besteht, also sowohl die Verbindung $2(\text{PO})\left\{ \begin{array}{l} \text{Fe}^1 \\ \text{O}^3 \end{array} \right\}$, als auch $2(\text{PO})\left\{ \begin{array}{l} \text{Fe} \\ \text{O}^6 \end{array} \right\}$ enthält. Von der Gegenwart des Eisenoxydulphosphats neben Oxydphosphat in der bei Luftabschluß bewirkten Lösung in Chlorwasserstoffsäure habe ich mich direct überzeugt.

Glüht man das in Rede stehende Phosphoreisen in einem Strome von Wasserstoff, so giebt es Phosphor ab, der theils die innere Wandung des Glasrohrs bekleidet, welches den Wasserstoff abführt, theils sich als weißer Rauch beim Austreten desselben aus diesem Rohr bemerklich macht; es ist mir aber bis jetzt noch nicht gelungen, auf diese Weise

ein Phosphoreisen von einfacher Zusammensetzung zu erhalten; die Analysen ergaben in dem rückständigen Phosphoreisen einen Phosphorgehalt von 36 bis 38 Proc. Da das angewandte Phosphoreisen 42,5 Proc. Phosphor und das von der Zusammensetzung FeP , 34,5 Proc. Phosphor enthält, so liegt der Gedanke nahe, es werde die Verbindung Fe^3P^4 durch Glühen im Wasserstoffstrom zu dem Phosphoret FeP , wofür auch, wie ich in der Folge zeigen werde, eine Darstellungsweise dieser letzteren Verbindung spricht.

Bei dem Glühen unseres Phosphoreisens in Kohlenoxydgas findet ebenfalls eine Phosphorabgabe statt; ich fand durch die Analyse in zwei Proben Phosphoreisen, wovon die eine 6, die andere 8 Stunden in Kohlenoxydgas geglüht war, einen Phosphorgehalt von 29 resp. 26,5 Proc. Auch hier zweifle ich nicht, durch längeres Glühen in der Folge ein Phosphoreisen von einfacher Zusammensetzung zu erhalten.

Durch Glühen in einem Kohlensäurestrom wird das in Rede stehende Phosphoreisen nicht verändert.

Ein Eisenphosphoret von derselben Zusammensetzung mit dem eben abgehandelten (Fe^3P^4) habe ich ferner erhalten durch Erhitzen von wasserfreiem Eisenchlorür in einem Strome von Phosphorwasserstoffgas.

Ich stellte mir zunächst wasserfreies Eisenchlorür durch schwaches Erhitzen von Eisen, das mittelst Wasserstoff aus reinem Eisenoxyd erhalten war, in einem Strome von trockenem Chlorwasserstoffgas dar. Zu diesem Versuch konnte ich keine gewöhnliche Kugelhöhre anwenden, weil bekanntlich das Eisenchlorür leicht schmilzt und dann beim Erkalten der dünnwandigen Kugel das Festwerden des Eisenchlorürs unfehlbar ein Springen der Kugel veranlaßt. Ich habe zu meinem Versuch eine $1\frac{1}{2}$ Fufs lange Verbrennungsröhre angewandt, die in der Mitte und an beiden Enden durch Ausziehen verengt war. Die eine Abtheilung des Rohrs diente zur Aufnahme des Eisenoxyds, während die andere für den Absatz des von der Zersetzung des Phos-

phorwasserstoffs in der Hitze herrührenden Phosphors bestimmt war. Durch die etwa 5 Grm. Eisenoxyd enthaltende Röhre habe ich nun, ohne das Präparat inzwischen an die Luft zu bringen, erst Wasserstoff zur Reduction des Eisenoxyds, dann Chlorwasserstoffgas zur Bildung von Eisenchlorür und endlich Phosphorwasserstoffgas geleitet, hierbei natürlich jedesmal erhitzt und vor Eintritt des neuen Gases in dem vorigen erkalten lassen. Selbst bei Anwendung der beschriebenen Röhre mußte ich mit dem Erhitzen des Eisens in Chlorwasserstoffgas äußerst vorsichtig seyn, damit das Eisenchlorür nicht stellenweise schmelze und dadurch ein Springen der Röhre beim nachherigen Abkühlen herbeigeführt werde, was bei Anwendung einer gewöhnlichen Kugelhöhre zu verhindern, wie schon erwähnt, ganz unmöglich ist. Dafs das Eisen vollständig in Chlorür verwandelt war, konnte ich leicht durch die ganz gleichmäfsige weisse Färbung des Präparats erkennen. Wie ich über das erkaltete Eisenchlorür dann Phosphorwasserstoffgas leitete, fand erst nach dem Erhitzen eine Zersetzung statt, die sich durch eine dunkle Färbung der weifsen Substanz zu erkennen gab. Schon nach einstündigem Erhitzen war die Farbe eine ganz gleichmäfsige, dunkelbläulichgraue geworden und das Präparat hatte, jetzt ein lockeres Pulver bildend, seine frühere Schmelzbarkeit vollständig verloren.

Von dem im Phosphorwasserstoffstrom erkalteten Präparat überzeugte ich mich zunächst, dafs es weder Chlor enthielt, noch sich durch kalte Chlorwasserstoffsäure Eisen ausziehen liefs. Ich hatte es also mit einem Eisenphosphoret zu thun, dem weder freies Eisen noch unzersetztes Eisenchlorür beigemischt war.

Die doppelt ausgeführte quantitative Analyse dieses Phosphoreisens führte zu folgenden Zahlen:

a. Angewandt: 0,737 Grm.

$\text{Fe O}^3 = 0,603$; also $\text{Fe} = 0,4221 = 57,27 \text{ Proc.}$

$\text{Mg}^2 \text{P}^2 \text{O}^7 = 1,131$; „ $\text{P} = 0,31586 = 42,86$ „

100,13 Proc.

b. Angewandt: 1,047 Grm.

$$\begin{array}{r} \text{FeO}^3 = 0,864, \text{ folglich Fe} = 0,6048 = 57,76 \text{ Proc.} \\ \text{Mg}^2\text{P}^2\text{O}^7 = 1,588; \quad \text{P} = 0,4435 = 42,36 \text{ } \end{array}$$

100,12 Proc.

Hiernach hat auch dieses Phosphoreisen die Zusammensetzung Fe^3P^4 , denn es ist

	gefunden	berechnet
a.	b.	
Fe = 57,27 Proc.	57,76 Proc.	57,53 Proc.
P = 42,86 »	42,36 »	42,47 »
<hr/>	<hr/>	<hr/>
100,13 Proc.	100,12 Proc.	100 Proc.

Die Eigenschaften dieses Phosphoreisens stimmen vollständig mit denen des durch Erhitzen von metallischem Eisen in Phosphorwasserstoffgas erhaltenen und oben ausführlich beschriebenen Eisenphosphorets überein, so daß ich auf solche hier nicht wieder zurückzukommen brauche, beide Körper sind völlig ident.

Nach der Zusammensetzung dieses Phosphorets muß bei dem Erhitzen von Eisenchlorür in Phosphorwasserstoffgas folgende Zersetzung stattfinden:



denn schon von H. Rose ist die Erfahrung gemacht, daß irgend eine Chlor- oder Schwefelverbindung des Eisens sich mit Phosphorwasserstoffgas in der Hitze so zersetzt, daß das Chlor oder der Schwefel derselben vollständig in Chlorwasserstoff resp. Schwefelwasserstoff verwandelt und dabei keine Verbindung von Chlor oder Schwefel mit Phosphor gebildet wird.

Dasselbe Eisenphosphoret, welches ich nach den beiden angeführten Methoden darstellte, habe ich ferner erhalten durch *Erhitzen von gepulvertem Magnetkies in einem Phosphorwasserstoffstrom.*

Die Schwefelverbindungen des Eisens zersetzen sich weit schwieriger mit Phosphorwasserstoffgas, wie dessen Chlorverbindungen. Ich mußte bei Anwendung von etwa 5 Grm. Magnetkiespulver dieses im Ganzen 10 Stunden in einer Kugelhöhre im Phosphorwasserstoffstrom erhitzen, um ein

Präparat zu erhalten, das ganz frei von Schwefel war, dessen Lösung in Königswasser also mit Chlorbaryum keinen Niederschlag gab.

Die quantitative Analyse dieses Eisenphosphorets ergab Folgendes:

a. Angewandt: 0,410 Grm.

$$\begin{array}{r} \text{Fe O}^3 = 0,335; \text{ mithin Fe} = 0,2345 = 57,19 \text{ Proc.} \\ \text{Mg}^2 \text{P}^2 \text{O}^7 = 0,625; \quad \text{P} = 0,17455 = 42,56 \quad \text{''} \\ \hline 99,75 \text{ Proc.} \end{array}$$

b. Angewandt: 0,614 Grm.

$$\begin{array}{r} \text{Fe O}^3 = 0,503, \text{ also Fe} = 0,3521 = 57,35 \text{ Proc.} \\ \text{Mg}^2 \text{P}^2 \text{O}^7 = 0,939, \quad \text{P} = 0,26224 = 42,71 \quad \text{''} \\ \hline 100,06 \text{ Proc.} \end{array}$$

Also auch hier haben wir die Verbindung Fe^3P^4 , denn es ist

	gefunden		berechnet
	a.	b.	
Fe	57,19 Proc.	57,35 Proc.	57,53 Proc.
P	42,56 " "	42,71 " "	42,47 " "
	<hr/>		
	99,75 Proc.	100,06 Proc.	100.

Nicht allein in der Zusammensetzung, auch in allen Eigenschaften stimmt dieses Phosphoret vollkommen mit den beiden oben beschriebenen Phosphoretten überein, weshalb ein näheres Eingehen auf solche hier überflüssig ist. Nimmt man die Zusammensetzung des Magnetkieses = Fe^3S^3 an, so muß beim Erhitzen desselben in Phosphorwasserstoffgas gemäß der gefundenen Zusammensetzung des hier resultierenden Phosphoreisens folgende Zersetzung stattfinden:



Um mich der Identität von H. Rose's Phosphoreisen, welches derselbe durch Erhitzen von Schwefelkies in einem Strome von Phosphorwasserstoffgas erhielt, mit dem nach den drei angegebenen Methoden von mir dargestellten Phosphoreisen zu versichern, habe ich Rose's Versuch wiederholt. Ich fand, daß bei Anwendung von 4 bis 5 Grm. Schwefelkiespulver ein Erhitzen von 8 bis 10 Stunden in dem Phosphorwasserstoffstrom nöthig ist, damit sämtliches

Schwefeleisen in Phosphoreisen umgewandelt werde; die Zersetzung geht also ebenso langsam vor sich wie die angeführte des Magnetkieses. Durch die quantitative Analyse des Präparats konnte ich H. Rose's Angabe der Zusammensetzung $= \text{Fe}^3\text{P}^4$ nur bestätigen, die Zersetzung kann man also in folgender Weise ausdrücken:



Dagegen fand ich, daß dieses Eisenphosphoret ganz dasselbe sey, wie das von mir nach den früher erwähnten Methoden dargestellte. Hiernach glaube ich die Angaben H. Rose's (Poggend. Ann. Bd. 6, S. 212 und Bd. 24, S. 333) berichtigen resp. vervollständigen zu können.

Man braucht also zur Darstellung des Eisenphosphorets Fe^3P^4 nicht gerade Schwefelkies in Phosphorwasserstoffgas zu erhitzen, sondern kann diesen auch durch Magnetkies, wasserfreies Eisenchlorür oder auch durch reines Eisen ersetzen. Wenn ich auch Rose's Angaben über die physikalischen Eigenschaften des fraglichen Phosphoreisens durch das Vorige nur bestätigen konnte, so muß ich dagegen Rose's Behauptung, dieses Phosphoreisen sey in Chlorwasserstoffsäure sowohl wie in Schwefelsäure ganz unlöslich, als unrichtig bezeichnen; gerade das angeführte Verhalten des Phosphorets gegen Chlorwasserstoffsäure dürfte von Interesse seyn.

Endlich will ich hier noch eine indirecte Darstellungsweise des Phosphorets Fe^3P^4 anführen, auf welche mich die Untersuchung des Verhaltens von Eisenoxyd gegen Phosphorwasserstoffgas führte. Wie ich nämlich über erhitztes Eisenoxyd, das in einer Kugelhöhre enthalten war, Phosphorwasserstoff leitete, bildete sich ziemlich viel Wasser und die rothe Farbe des Eisenoxyds ging in eine dunkelbläulichgraue über; nach sechsständigem Erhitzen war keine Wasserbildung mehr wahrzunehmen und auch die gleichmäßige Farbe des Präparats liefs auf eine beendigte Zersetzung schließen. In dem Glauben, daß ich es hier mit einem reinen Phosphoret zu thun hätte, führte ich zwei quantitative Analysen der Masse aus; diese ergaben aber im Mittel 51,1 Proc. Eisen

und 32,2 Proc. Phosphor, mithin mußten 16,7 Proc. Sauerstoff vorhanden seyn. Darnach konnte das Präparat nur ein Gemenge von irgend einem Eisenphosphat mit einem Eisenphosphoret seyn. Um letzteres zu bestimmen, digerirte ich es längere Zeit mit Chlorwasserstoffsäure und untersuchte den sorgfältig ausgewaschenen Rückstand. Dieser erwies sich hierbei als ein Phosphoreisen von der Zusammensetzung Fe^3P^3 und zwar mit dem gleich zusammengesetzten, oben beschriebenen Phosphoret völlig ident.

Aus diesem Versuche ersieht man, wie nöthig es ist, bei der oben angeführten Darstellung des Phosphorets Fe^3P^4 durch Erhitzen von Eisen in Phosphorwasserstoffgas ein theilweises Verbrennen des Eisens im Anfange auf Kosten der noch im Apparate befindlichen Luft zu vermeiden.

Phosphoreisen von der Zusammensetzung FeP .

Ein Eisenphosphoret von der Zusammensetzung FeP haben schon mehrere Forscher untersucht und beschrieben; indess weichen die einzelnen Angaben über das Verhalten dieses Phosphorets je nach dessen Darstellungsweise von einander ab. Da ich die bisher bekannten Methoden zu seiner Darstellung geprüft und das resultirende Phosphoreisen untersucht habe, so werde ich näher hierauf eingehen, nachdem ich erst eine neue Darstellungsweise des Phosphoreisens FeP angeführt habe.

Ich erhielt solches nämlich durch *Erhitzen von Einfach-Schwefeleisen in einem Strome von Phosphorwasserstoffgas*.

Das Schwefeleisen verschaffte ich mir durch Glühen von gepulvertem Magnetkies in einem Wasserstoffstrom, dieses so lange fortsetzend, bis eine Probe des Schwefeleisens in Chlorwasserstoffsäure gelöst keinen Rückstand von Schwefel lief. Auf diese Weise dürfte die Verbindung FeS am sichersten und einfachsten zu erhalten seyn.

Das Schwefeleisen erhitzte ich dann in einem Phosphorwasserstoffstrom 10 Stunden, weil erst nach dieser Zeit die Lösung einer Probe des Präparats in Königswasser mit

Chlorbaryum keinen Niederschlag mehr gab, also frei von Schwefel war.

Das auf diese Weise erhaltene Eisenphosphoret ist in seinen äußeren Eigenschaften dem Phosphoreisen Fe^3P^4 höchst ähnlich; es bildet ein bläulichgraues Pulver, nur etwas heller gefärbt wie dieses. Es hat das spec. Gewicht 5,21, ist nicht magnetisch und bei gewöhnlicher Temperatur unveränderlich. In Stickstoff oder Kohlensäure geglüht, zeigt es keine Spur einer begonnenen Schmelzung. Auch gegen Säuren verhält es sich fast ganz so wie die Verbindung Fe^3P^4 .

Zum Zweck der quantitativen Analyse löste ich den fraglichen Körper in Königswasser, welche Lösung schnell und vollständig vor sich ging.

Zwei Analysen ergaben Folgendes:

a. Angewandt: 0,876 Grm.

$$\begin{array}{r} \text{FeO}^3 = 0,816; \text{ folglich Fe} = 0,5712 = 65,21 \text{ Proc.} \\ \text{Mg}^2\text{P}^2\text{O}^7 = 1,103; \quad \text{P} = 0,3804 = 35,16 \quad \text{„} \\ \hline 100,37 \text{ Proc.} \end{array}$$

b. Angewandt: 1,106 Grm.

$$\begin{array}{r} \text{FeO}^3 = 1,023, \text{ also Fe} = 0,7161 = 64,74 \text{ Proc.} \\ \text{Mg}^2\text{P}^2\text{O}^7 = 1,394, \quad \text{P} = 0,38931 = 35,20 \quad \text{„} \\ \hline 99,94 \text{ Proc.} \end{array}$$

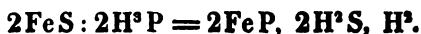
Darnach ist das Atomverhältniß

$$\begin{array}{r} \text{nach a.} \qquad \qquad \qquad \text{nach b.} \\ \text{Fe} = \frac{65,21}{56} = 1,16 \qquad \text{Fe} = \frac{64,74}{56} = 1,16 \\ \text{P} = \frac{35,16}{31} = 1,13 \qquad \text{P} = \frac{35,20}{31} = 1,14 \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{r} \text{Fe} \\ \text{P} \end{array}} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} 1 \text{ Fe} \\ 1 \text{ P.} \end{array} \right.$$

Dieses Phosphoreisen hat also die Zusammensetzung FeP , denn es ist

a.	b.	berechnet
Fe = 65,21 Proc.	64,74 Proc.	64,37 Proc.
P = 35,16 „	35,20 „	35,63 „
<u>100,37 Proc.</u>	<u>99,94 Proc.</u>	100.

Der Vorgang bei der Bildung dieses Phosphorets ist demnach folgender:



Ich habe nun zunächst das Verhalten dieses Phosphoreisens gegen Chlorwasserstoffsäure geprüft:

Nur beim Erhitzen wird das Phosphoret von der Säure angegriffen, wodurch der Phosphor desselben theils zu Phosphorsäure oxydirt wird und also mit dem Eisen in Lösung geht, theils als Phosphorwasserstoff entweicht. Zum vollständigen Lösen von etwa 0,1 Grm. Phosphoreisen ist ein viertägiges Digeriren mit der Chlorwasserstoffsäure nöthig. Um das Verhältniß jener beiden Phosphormengen zu bestimmen, habe ich die Lösung abgewogener Mengen Phosphoreisens quantitativ analysirt. Das Ergebniß zweier solcher Analysen ist folgendes:

a. Angewandtes Phosphoreisen: 0,097 Grm.

$\text{FeO}^3 = 0,090$; folglich $\text{Fe} = 0,063 = 64,95 \text{ Proc.}$

$\text{Mg}^2\text{P}^2\text{O}^7 = 0,045$; " $\text{P} = 0,01257 = 12,96 \text{ "}$

b. Angewandtes Phosphoreisen: 0,0619 Grm.

$\text{FeO}^3 = 0,0573$, also $\text{Fe} = 0,04011 = 64,80 \text{ Proc.}$

$\text{Mg}^2\text{P}^2\text{O}^7 = 0,0303$, " $\text{P} = 0,008462 = 13,67 \text{ "}$

Das Atomverhältniß von Eisen und Phosphor in der Chlorwasserstoffsäure-Lösung des Phosphorets FeP ist daher

$$\left. \begin{array}{l} \text{Fe} = \frac{64,95}{56} = 1,160 \\ \text{P} = \frac{12,96}{31} = 0,418 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{nach a.} \\ \text{nach b.} \end{array} = \left\{ \begin{array}{ll} 8\text{Fe} & \text{Fe} = \frac{64,80}{56} = 1,159 \\ 3\text{P} & \text{P} = \frac{13,67}{31} = 0,441 \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} 8\text{Fe} \\ 3\text{P} \end{array} \right.$$

Diese Annahme von 8Fe gegen 3P in der Lösung würde, da in dem Phosphoret ursprünglich 8Fe gegen 8P enthalten waren, einen Phosphorgehalt $= \frac{3}{8} \cdot 35,63 \text{ Proc.} = 13,36 \text{ Proc.}$ voraussetzen. Da dieser nach der ersten Analyse 12,96 Proc. und nach der zweiten 13,67 Proc. beträgt, so sind allerdings auch nur Abweichungen vorhanden, die im Bereiche der unvermeidlichen Fehler liegen. Es sind also bei dem Lösen des Phosphorets FeP in Chlorwasserstoffsäure $\frac{3}{8}$ des Phosphors zu Phosphorsäure oxydirt und $\frac{5}{8}$ von ihm als Phosphorwasserstoff entwichen. Dasselbe Verhältniß beider Phosphormengen habe ich aber schon beim Lösen des Phosphorets F^3P^1 in Chlorwasserstoffsäure gefunden und oben angegeben und in der Folge werde ich an-

zuführen haben; das auch noch bei einem anderen Eisenphosphoret dieselbe Erscheinung von mir beobachtet wurde.

Während das Phosphoreisen FeP beim Erhitzen mit verdünnter Schwefelsäure ebenso langsam angegriffen wird wie durch Chlorwasserstoffsäure und sich hierbei Spuren von Phosphorwasserstoff entwickeln, andererseits die Lösung einen Gehalt an Phosphorsäure zeigt, löst es sich in concentrirter Schwefelsäure nach längerem Erhitzen unter Entwicklung von schwefliger Säure zu phosphorsaurem Eisenoxydul auf und zwar geht hierbei sämmtlicher Phosphor als Phosphorsäure in die Lösung.

Salpetersäure von beliebiger Stärke löst das Phosphoret langsam unter Entwicklung salpetriger Dämpfe zu phosphorsaurem Eisenoxyd auf.

Beim Erhitzen des in Rede stehenden Phosphoreisens an der Luft verbrennt es mit derselben Lebhaftigkeit wie die Verbindung Fe^3P^4 , aber man bemerkt hierbei keinen Rauch, durch abbrennenden Phosphor veranlaßt, wie ich solches bei letzterem Phosphoret erwähnte. Nach längerem Glühen in einem Porzellantiegel zeigt sich das fragliche Phosphoreisen vollständig in eine geschmolzene bläuliche Masse verwandelt. Die durch das Verbrennen bewirkte Gewichtszunahme fand ich im Mittel von 2 Versuchen = 70,4 Proc. Das Verbrennungsproduct ist nach meiner Untersuchung ein Eisenoxydoxydulphosphat, in dem Eisen und Phosphor zu gleichen Atomen vorhanden, also geben die beiden Phosphorete Fe^3P^4 und FeP dasselbe Verbrennungsproduct.

Beim Glühen des Phosphorets FeP im Wasserstoffstrom giebt dasselbe keinen Phosphor ab, auch nicht beim Glühen in Kohlensäure. Dagegen verlor es durch 3stündiges Glühen in Kohlenoxydgas 4,31 Proc. Phosphor. Durch ein noch längeres Glühen in diesem Gase dürfte ein Phosphoreisen erhalten werden, welches mit irgend einem bis jetzt bekannten Phosphoret gleich zusammengesetzt ist.

Die Darstellung eines Phosphoreisens von derselben Zusammensetzung wie das eben abgehandelte (FeP) hat

H. Rose schon im Jahre 1832 angegeben (Poggend. Annal. Bd. 24, S. 301); er hatte dasselbe durch Erhitzen von wasserfreiem Eisenchlorid in einem Phosphorwasserstoffstrom erhalten. Da H. Rose bei Anstellung seines Versuchs erwartet hatte, das Eisenchlorid werde sich gegen Phosphorwasserstoff ebenso verhalten wie das Aluminiumchlorid, dann aber ein einfaches Eisenphosphoret sich bilden sah, so hat er dieses als dem sich vorgesteckten Ziele zu fern liegend nicht näher untersucht, sondern die Kenntniss des Verhaltens vom Eisenchlorid gegen Phosphorwasserstoff nur für die quantitative Analyse des letzteren verwerthet. Ich habe Rose's Versuch wiederholt und das resultirende Phosphoreisen näher untersucht.

Hierzu stellte ich mir zunächst wasserfreies Eisenchlorid dar, indem ich über erhitztes Eisen, welches durch Reduction von Eisenoxyd mittelst Wasserstoff erhalten war, längere Zeit trocknes Chlor leitete, um sicher zu seyn, dafs das Chlorid nicht allein frei von ungebundenem Eisen, sondern auch frei von Eisenchlorür sey. Ueber das erkaltete Eisenchlorid leitete ich nun trockenes Phosphorwasserstoffgas, wobei es sich bald bedeutend erwärmte und die braune Farbe des Eisenchlorids in eine schwarze überging. Wie die Kugelhöhre, in der ich den Versuch ausführte, sich mehr und mehr abkühlte, erwärmte ich sie vorsichtig und liefs, nachdem der Phosphorwasserstoff etwa 4 Stunden eingewirkt hatte, in diesem Gase erkalten.

Von dem Präparat überzeugte ich mich, dafs es frei von Chlor sey und sich aus ihm durch kalte Chlorwasserstoffsäure kein Eisen ausziehen liefs.

Die Farbe dieses Phosphoreisens ist eine rein schwarze; es zeigt dieselbe krystallinischblättrige Textur wie das zu seiner Darstellung angewandte Eisenchlorid. Selbst sorgfältig zerrieben, glitzert es in Wasser vertheilt noch stark in den kleinsten Theilchen und setzt sich sehr langsam daraus ab.

Die quantitative Analyse dieses Phosphoreisens ergab Folgendes:

Angewandt: 0,403 Grm.

$$\begin{array}{r} \text{FeO}^3 = 0,374, \text{ mithin Fe} = 0,2618 = 64,96 \text{ Proc.} \\ \text{Mg}^3\text{P}^2\text{O}^7 = 0,503, \quad \text{P} = 0,14048 = 34,86 \quad \text{»} \\ \hline \text{99,82 Proc.} \end{array}$$

Hiernach ist das Atomverhältniß

$$\begin{array}{l} \text{Fe} = \frac{64,96}{56} = 1,160 \\ \text{P} = \frac{34,86}{31} = 1,125 \end{array}$$

H. Rose's Angabe der Zusammensetzung dieses Phosphorets = FeP ist hierdurch also bestätigt, da fast übereinstimmend

gefunden	berechnet
Fe = 64,96 Proc.	64,37 Proc.
P = 34,86 " "	35,63 " "
<hr style="width: 80%; margin: 0 auto;"/> 99,82 Proc.	<hr style="width: 80%; margin: 0 auto;"/> 100 Proc.

Die Zersetzung des Eisenchlorids durch Phosphorwasserstoff ist also folgende:



Das Verhalten dieses aus Eisenchlorid erhaltenen Phosphoreisens gegen Säuren sowohl wie das bei erhöhter Temperatur ist ganz dasselbe wie das desjenigen, welches ich durch Erhitzen von Einfach-Schwefeleisen in Phosphorwasserstoffgas erhielt und eben ausführlich beschrieben habe, weshalb ich solches hier nicht zu wiederholen brauche.

Es sind nach dem Vorstehenden von den Chlor- und Schwefelverbindungen des Eisens nur Eisenchlorid und Schwefelkies diejenigen, welche sich in der Hitze mit Phosphorwasserstoff so zersetzen, daß neben Phosphoreisen nur Chlorwasserstoff oder Schwefelwasserstoff, aber kein von dieser Zersetzung herrührender Wasserstoff auftritt. In dieser Beziehung unterscheiden sich also die Verbindungen des Eisens in ihrem Verhalten gegen Phosphorwasserstoff wesentlich von denen des Nickels, des Kobalts und des Kupfers, da bei solchen ohne Ausnahme das vom Eisenchlorid und Schwefelkies Gesagte gilt und dürfte daraus der Schluß zu ziehen seyn, daß ein Phosphoret Fe^3P^2 , analog den bekannten Verbindungen Ni^3P^2 , Co^3P^2 und Cu^3P^2 zusammengesetzt, überhaupt nicht existirt, weil sonst doch wohl

Eisenchlortür oder Einfach-Schwefeleisen in Phosphorwasserstoff erhitzt, diese Verbindung geben müfste.

Endlich habe ich noch ein Eisenphosphoret FeP nach der 1848 von Schrötter angegebenen Methode dargestellt und näher untersucht, weil Schrötter's Angaben mit denen späterer Forscher nicht ganz übereinstimmen. Ersterer leitete (Wiener Akadem. Ber. 1848; Mai, S. 301) über erhitztes Eisen Phosphordampf mit Hülfe eines Wasserstoffstroms. Das hieraus resultirende Phosphoreisen haben außer Schrötter noch Hvoslef (Ann. der Chem. u. Pharm. Bd. 100, S. 99) und Struve (Journ. f. pract. Chemie, Bd. 79, S. 337) beschrieben. Schrötter und Struve bedienten sich zu ihrem Versuche eines Apparats, den ich durch einen anderen, weit zweckmäßigeren ersetzt zu haben glaube. Man schob nämlich in eine Porzellanröhre 2 Porzellanschiffchen, wovon das eine Eisenoxyd enthielt, das andere mit Phosphor gefüllt war, leitete dann Wasserstoff durch das Rohr, erhitzte die Stelle, an der sich das Schiffchen mit Eisenoxyd befand, und nachdem dieses zu Eisen reducirt war, erhitzte man auch das Phosphorschiffchen, natürlich unter beständigem Hindurchstreichen des Wasserstoffs. Das Eisen hatte auf diese Weise Gelegenheit, von dem Phosphor so viel aufzunehmen, als es bei der herrschenden Glühhitze vermochte; schliesslich liefs man im Wasserstoffstrom erkalten.

Die Anwendung dieses Apparats führt manche Uebelstände mit sich. Da man durch das Porzellanrohr nicht hindurchsehen kann, so mufs man das Erhitzen des Eisenoxyds und dann auch das des Phosphors nach Gutdünken verrichten; hierbei verstopft sich leicht der Apparat an der Stelle durch condensirten Phosphor, an welcher der Gasstrom aus dem Porzellanrohr durch den Kork in das Glasrohr tritt, welches Wasserstoff und überschüssigen Phosphordampf abführt. Versucht man aber durch Erhitzen dieser Stelle den Gasstrom wieder in Gang zu bringen, so hat man eine Verkohlung des Korks und damit ein Undichtwerden des Apparats zu befürchten, durch welches eine vollständige Zertrümme-

nung des letzteren herbeigeführt werden kann. Hvoslef hat statt des Porzellanrohrs eine Glasröhre angewandt, aber weitere Details fehlen an dem oben erwähnten Orte.

Die bezeichneten Uebelstände habe ich durch folgende einfache Construction zu beseitigen gesucht. Eine 2 Fufs lange Verbrennungsröhre habe ich durch zweimaliges Ausziehen (Verengung) in drei Abtheilungen gesondert und auch die beiden Enden der Röhre durch Ausziehen so weit verengt, dafs ich sie durch Gummischläuche mit Glasröhren von mässiger Weite bequem verbinden konnte; hierdurch fällt also der Korkverschluss fort. Nachdem ich nun die eine Verengung der Röhre mit einem kleinen Knäuel Watte verschlossen hatte, konnte ich den mittleren Abschnitt der Röhre mit Eisenoxyd und sodann nach Verschluss der anderen ausgezogenen Stelle durch Watte die hintere Abtheilung des Rohrs mit amorphem Phosphor versehen, ohne dafs Eisenoxyd und Phosphor sich mengten. Aus der horizontal gehaltenen Röhre liessen sich durch einen Drath die beiden Knäuel Watte leicht wieder entfernen.

Durch die auf solche Weise vorgerichtete Röhre leitete ich nun trocknes Wasserstoffgas, reducirte durch Erwärmen des Eisenoxyds dieses zunächst zu Eisen und erhitzte dann auch den Röhrenabschnitt, der den Phosphor enthielt. Die Anwendung des amorphen Phosphors zu diesem Versuch im Gegensatz zu gewöhnlichem führt das Angenehme mit sich, dafs man ihn im trockenen Zustande bequemer in das Rohr bringen kann; ausserdem sublimirt er bekanntlich fast unmittelbar nach dem Schmelzen, man hat es hier also nicht wie bei Anwendung von gewöhnlichem Phosphor mit einer grossen Menge flüssigen Phosphors zu thun, die je nach der Neigung des Rohrs auf das Eisen oder rückwärts in das Zuleitungsrohr fliefsen könnte. Das Eisen verbindet sich mit dem Phosphor unter lebhafter Lichtentwicklung. Da ein Ueberschufs von letzterem gegen das Eisen angewandt war, so konnte dieses nur einen Theil des Phosphordampfs zurückhalten, der andere Theil condensirte sich als gewöhnlicher Phosphor in dem dritten Röhrenabschnitt. Wie aller

amorpher Phosphor verflüchtigt war, ließ ich im Wasserstoffstrom erkalten und kehrte dann die Röhre um, damit der Wasserstoff in entgegengesetzter Richtung die Röhre durchstreiche und der condensirte Phosphor von neuem erhitzt, noch einmal dampfförmig den mittleren Theil der Röhre passire. Das Umkehren der Röhre und Erhitzen nahm ich dann noch einmal vor, um sicher zu seyn, daß das Eisen bei der herrschenden Glühhitze vollständig mit Phosphor gesättigt sey. Auf diese Weise spart man bedeutend an Phosphor, weil man sonst einen sehr beträchtlichen Ueberschuß von ihm zur Erlangung des gewünschten Präparats anwenden müßte.

Nachdem ich mich von dem auf diese Weise erhaltenen Phosphoreisen überzeugt hatte, daß sich aus ihm durch kalte Chlorwasserstoffsäure kein Eisen ausziehen ließ, also dieses sämmtlich an Phosphor gebunden sey, führte ich eine quantitative Analyse des Präparats aus; diese ergab Folgendes:

Angewandt: 0.984 Grm.

$$\begin{aligned} \text{FeO}^s &= 0,912 \text{ also Fe} = 0,6384 = 64,88 \text{ Proc.} \\ \text{Mg}^s\text{P}^s\text{O}^7 &= 1,224, \text{ » P} = 0,34184 = 34,74 \text{ »} \\ & \qquad \qquad \qquad \underline{\qquad \qquad \qquad} 99,62 \text{ Proc.} \end{aligned}$$

Hiernach ist das Atomverhältniß

$$\left. \begin{aligned} \text{Fe} &= \frac{64,88}{56} = 1,16 \\ \text{P} &= \frac{34,74}{31} = 1,12 \end{aligned} \right\} = \begin{cases} 1 \text{ Fe} \\ 1 \text{ P} \end{cases}$$

Dieses Phosphoreisen hat also in der That die Zusammensetzung FeP, wie solche Schrötter, Hvoslef und Struve übereinstimmend fanden. Dagegen ist das äußere Ansehen des Präparats, das Verhalten desselben gegen Säuren und beim Glühen ganz dasselbe, wie das des oben von mir beschriebenen Phosphoreisens, welches ich durch Erhitzen von Einfach-Schwefeleisen in einem Phosphorwasserstoffstrom erhalten habe. Wenn also Schrötter und Hvoslef behaupten, dieses Eisenphosphoret sey in Chlorwasserstoffsäure sowohl wie in Schwefelsäure selbst beim Erhitzen ganz unlöslich, so darf ich wohl sagen, daß sie nur nicht die gehörige Zeit darauf verwendet haben, sich

von der Löslichkeit des Phosphoreits in diesen Säuren zu überzeugen. Struve sagt dagegen, das fragliche Phosphoreisen löse sich bei anhaltendem Erhitzen in Chlorwasserstoffsäure vollständig auf und behauptet er in Uebereinstimmung mit meinen Erfahrungen, daß sich hierbei ein Theil des Phosphors zu Phosphorsäure oxydirt, ein anderer als Phosphorwasserstoff entweicht. Allein nach Struve beträgt erstere Menge $\frac{2}{3}$, letztere $\frac{1}{3}$ des Phosphorgehalts. Nach meinen oben angegebenen Versuchen macht aber erstere Menge $\frac{2}{3}$ und letztere $\frac{1}{3}$ aus, so daß nicht, wie aus Struve's Angaben folgt, in der Chlorwasserstoffsäure-Lösung 5 At. Eisen gegen 3 At. Phosphor, sondern 8 At. Eisen gegen 3 At. Phosphor vorhanden sind. Wenn ich nun auch keineswegs meine Resultate als durchaus richtig, dagegen die Struve's als unrichtig bezeichnen will, so sehe ich doch dem Urtheilspruch späterer Forscher ruhig entgegen. In der Folge werde ich auch noch bei dem Verhalten eines anderen Phosphoreisens gegen Chlorwasserstoffsäure Abweichungen zwischen Struve's und meinen Resultaten anzuführen haben; aber während Struve's Resultate schwerlich zu irgend welchem Gesetz führen, ergibt sich aus meinen Untersuchungen beim Lösen aller Eisenphosphorete in Chlorwasserstoffsäure dasselbe Verhältniß zwischen Phosphorsäure und Phosphorwasserstoff, unabhängig von der Menge des mit dem Phosphor verbundenen Eisens.

Ein *Phosphoreisen von der Zusammensetzung* Fe^4P^3 hat bis jetzt nur Struve beschrieben (Journ. f. prakt. Chemie, Bd. 79, S. 333). Er will dasselbe durch heftiges Weißglühen von phosphorsaurem Eisenoxyd $\left(\begin{matrix} \text{Fe} \\ 2(\text{PO}) \end{matrix} \right) \text{O}^6$ in einem Wasserstoffstrom erhalten haben. Ich habe Struve's Versuch wiederholt, aber trotz des heftigsten Glühens jenes Phosphats in Wasserstoff kein Phosphoreisen erhalten. Allerdings war das Präparat grauweiß und pulverförmig wie Struve's Phosphoreisen, aber die Analyse liefs es als phosphorsaures Eisenoxydul $= \begin{matrix} \text{Fe}^2 \\ 2(\text{PO}) \end{matrix} \left. \vphantom{\begin{matrix} \text{Fe} \\ 2(\text{PO}) \end{matrix}} \right\} \text{O}^5$ erkennen. Wenn ich

nun auch die Möglichkeit der Bildung eines Eisenphosphorets auf diese Weise gar nicht bestreiten will, so bezweifle ich doch, daß hier die Verbindung Fe^4P^8 resultirt. Wahrscheinlich hatte Struve ein Gemenge von freiem Eisen mit dem Phosphoret FeP erhalten, denn er behauptet, sein Phosphoret sey magnetisch. Ich habe aber nur solche Eisenphosphorete magnetisch befunden, welche ungebundenes Eisen enthielten, nämlich Phosphorete, die längere Zeit mit Chlorwasserstoffsäure digerirt einen Rückstand ließen, der an Eisen relativ ärmer war wie die ursprüngliche Masse.

Phosphoreisen von der Zusammensetzung Fe^2P .

Selten hat man wohl dieselbe chemische Verbindung auf so verschiedene Weise darzustellen geglaubt und dann auch die Eigenschaften derselben verschieden angegeben, wie man solches von dem Eisenphosphoret Fe^2P sagen kann. Es ist auffallend, daß diese Widersprüche nicht längst durch neuere Untersuchungen aufgeklärt sind. Den schönsten Beweis für die Verwechslung der hierhergehörigen Dinge noch in der neuesten Zeit dürfte eine Stelle im 2. Bande von Percy's Metallurgie in der deutschen Bearbeitung von Wedding von 1864 abgeben. Percy führt dort S. 80 die Wiederholung eines Versuchs an, der schon von Hatchett angestellt und in Gmelin's Chemie vom Jahre 1844, Bd. 3, S. 209 beschrieben ist. Hatchett wollte ein Eisenphosphoret erhalten haben, indem er Phosphorstücke auf glühende Eisenfeile warf. Da für Gmelin nur die beiden Eisenphosphorete Fe^2P und Fe^3P^1 existirten, so führte dieser an der erwähnten Stelle alle vermeintlichen oder wirklichen Eisenphosphorete, welche nicht die von H. Rose dargestellte letztere Verbindung waren, bei der ersteren an, also auch das von Hatchett dargestellte Phosphoreisen. Dieses nicht beachtend, wundert Percy sich, daß er bei Wiederholung von Hatchett's Versuch die Verbindung Fe^2P nicht erhalten, was um so auffallender ist, als er kurz zuvor, S. 78 ein neues Phosphoret Fe^6P beschreibt, das er nach Hatchett's Methode erhalten haben will. Nach mei-

ner Ueberzeugung dürfte auf diese Weise weder die Verbindung Fe^2P noch irgend ein anderes *reines* Eisenphosphoret erhalten werden können. Ueberhaupt liefern wohl alle älteren Methoden, nach denen man das Phosphoret Fe^2P erhalten haben will, dieses in mehr oder weniger unreinem Zustande und ist von ihnen sicher die von Berzelius in seiner Chemie von 1844, Bd. 2, S. 730 angegebene diejenige, welche das reinste, wenn auch nicht ein reines Präparat liefert; denn alle diese Methoden bezwecken die Reduction eines Phosphats bei Gegenwart von Eisen (dieses in irgend welcher Form, wenn nicht schon in dem angewandten Phosphat selbst) in der Glühhitze durch Kohle oder kohlehaltige Stoffe. Wenn Berzelius nun ein Glühen von phosphorsaurem Eisenoxydul mit dem vierten Theil Kohle zur Darstellung unseres Phosphoreisens vorschreibt, so hat er damit das Rohmaterial in der einfachsten und reinsten Art bezeichnet, man darf hier also auch das relativ reinste Präparat erwarten.

Ich habe den Versuch von Berzelius vielfach wiederholt; um aber sichere Resultate zu erhalten, mußte ich ihn etwas modificiren. Denn glüht man die von Berzelius vorgeschriebene Beschickung ohne Weiteres in einem hessischen Tiegel, so darf man nach zwei Seiten hin gewisse Gränzen nicht überschreiten:

Glüht man nämlich so stark und lange, daß sämtliche Kohle aus der Beschickung des Tiegels verschwunden ist, so findet man nach dem Erkalten in diesem eine vollständig geschmolzene Masse mit zahlreichen Blasenräumen erfüllt, die aber nur aus einem Eisenphosphat besteht, gar kein Phosphoreisen enthält. Gewiß ist hier die Reduction des angewandten Phosphats zwar anfänglich erfolgt, aber hinterher das entstandene Phosphoreisen wegen des nicht gehinderten Luftzutritts wieder verbrannt und zwar durch die lange Dauer des Glühens vollständig.

Wenn man dagegen dieselbe Beschickung nur so lange glüht, daß der untere Theil derselben zum Flufs gekommen, also der obere als Decke dienend den Luftzutritt zum

unteren hindert, so findet sich nach dem Erkalten am Boden des Tiegels eine metallartige Masse, deren Eigenschaften bald erkennen lassen, daß man sie oft für das reine Phosphoret Fe^3P gehalten und als solches beschrieben hat. Diese Masse besteht aber aus einem Gemenge von Phosphoreisen und Kohleneisen, denn mit Chlorwasserstoffsäure behandelt entwickelt sie schon in der Kälte reichlich Wasserstoff, der durch den Geruch einen beträchtlichen Gehalt an Kohlenwasserstoff erkennen läßt. Unstreitig hat Berzelius mitunter selbst bei seinen Versuchen ein solches Präparat erhalten, denn die am erwähnten Orte angegebenen Eigenschaften passen bald für dieses Gemenge von Phosphoreisen und Kohleneisen, bald für die gleich zu beschreibende reine Verbindung Fe^3P . Außerdem sagt auch Berzelius bei Beschreibung seiner Methode ausdrücklich, man müsse eine unzureichende Menge Kohle anwenden, weil sonst die Kohle einen Theil des Phosphors austreibe und man ein Gemenge von Roheisen und Phosphoreisen erhalte. Dieser Bedingung ist aber bereits durch das angewandte Mengenverhältniß von phosphorsaurem Eisenoxydul und Kohle (4:1) genügt und dennoch ist das Präparat in dem bezeichneten Falle nicht frei von Kohleneisen. Hiernach ist es klar, daß man nur dann zu einem erwünschten Resultat gelangen kann, wenn man sich von diesen beiden Gränzen in Betreff der Dauer des Erhitzens hinreichend fern hält. Einerseits muß man also so lange glühen, daß die ganze Beschickung des Tiegels zum Fluß gekommen ist, andererseits muß man aber auch den Luftzutritt zu dem entstehenden Phosphoreisen während der langen Dauer des Glühens vollständig verhindern. Es liegt also nichts näher, als die von Berzelius vorgeschriebene Beschickung unter einer Decke einzuschmelzen, die aus einem gegen sie indifferenten schmelzbaren Körper besteht, um aus einer gegebenen Menge Eisenphosphat möglichst viel und reines Phosphoreisen zu erhalten. Ferner ist es keineswegs nöthig, phosphorsaures Eisenoxydul zur Darstellung des fraglichen Phosphorets anzuwenden, sondern phosphorsaures Eisenoxyd (durch Fällen einer Eisenoxylösung mit phosphorsauerm

Natron erhalten), das durch starkes Erhitzen entwässert worden, leistet dieselben Dienste.

Ich habe nun zur Darstellung des fraglichen Phosphorets $3\frac{1}{2}$ Theile wasserfreies phosphorsaures Eisenoxyd mit 1 Theil Kienrufs gemengt unter einer Kochsalzdecke in einem heftigen Tiegel einer vierstündigen Weisgluth unterworfen. Nach dem Erkalten zog ich den Tiegelinhalt, um aus ihm das Kochsalz und den angewandten Ueberschufs an Eisenphosphat gleichzeitig zu entfernen, mit verdünnter Chlorwasserstoffsäure aus. Es blieb ein hellgraues krystallinisches, nicht magnetisches Pulver zurück, welches bei einem spec. Gew. von 5,74 ähnliche Eigenschaften wie die oben von mir beschriebenen Eisenphosphorete zeigt.

Zum Zweck der quantitativen Analyse löste ich das Pulver in Königswasser; die Lösung erfolgt hier ungleich langsamer wie bei den anderen Phosphoreten. Zwei Analysen, welche, wie früher von mir angegeben, ausgeführt wurden, ergaben Folgendes:

a. Angewandt: 0,864 Grm.

$$\text{FeO}^3 = 0,971, \text{ also Fe} = 0,6797 = 78,67 \text{ Proc.}$$

$$\text{Mg}^2\text{P}^2\text{O}^7 = 0,657, \text{ „ P} = 0,1834 = 21,22 \text{ „}$$

$$\hline 99,89 \text{ Proc.}$$

b. Angewandt: 0,523 Grm.

$$\text{FeO}^3 = 0,587, \text{ mithin Fe} = 0,4109 = 78,56 \text{ Proc.}$$

$$\text{Mg}^2\text{P}^2\text{O}^7 = 0,404, \text{ „ P} = 0,11283 = 21,57 \text{ „}$$

$$\hline 100,13 \text{ Proc.}$$

Das Atomverhältnifs ist also

$$\left. \begin{array}{l} \text{Fe} = \frac{78,67}{56} = 1,405 \\ \text{P} = \frac{21,22}{31} = 0,685 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{nach a.} \\ \\ \end{array} \left. \begin{array}{l} \text{Fe} = \frac{78,56}{56} = 1,403 \\ \text{P} = \frac{21,57}{31} = 0,696 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{nach b.} \\ \\ \end{array} = \left\{ \begin{array}{l} 2\text{Fe} \\ 1\text{P} \end{array} \right.$$

Wir haben hier also in der That die Verbindung Fe^2P , denn für diese Annahme ist fast übereinstimmend

gefunden	b.	berechnet
a. $\text{Fe} = 78,67 \text{ Proc.}$	$78,56 \text{ Proc.}$	$78,32 \text{ Proc.}$
$\text{P} = 21,22 \text{ „}$	$21,57 \text{ „}$	$21,68 \text{ „}$
$\hline 99,89 \text{ Proc.}$	$\hline 100,13 \text{ Proc.}$	$\hline 100 \text{ Proc.}$

In Chlorwasserstoffsäure löst sich dieses Phosphoret nach längerem Digeriren vollständig auf; ein Theil des Phosphors wird hierbei zu Phosphorsäure oxydirt, ein anderer entweicht als Phosphorwasserstoff. Ich habe das Verhältniß dieser beiden Phosphormengen bestimmt: 0,138 Grm. Phosphoreisen hatten sich nach fünftägigem Digeriren mit Chlorwasserstoffsäure vollständig gelöst. Die Analyse dieser Lösung ergab:

$$\begin{aligned} \text{FeO}^3 &= 0,155, \text{ also Fe} = 0,1085 = 78,62 \text{ Proc.} \\ \text{Mg}^2\text{P}^2\text{O}^7 &= 0,040, \text{ „ P} = 0,01117 = 8,09 \text{ „} \end{aligned}$$

Hier ergibt sich das Atomverhältniß:

$$\left. \begin{aligned} \text{Fe} &= \frac{78,62}{56} = 1,404 \\ \text{P} &= \frac{8,09}{31} = 0,261 \end{aligned} \right\} = 16\text{Fe} : 3\text{P}.$$

Bei einer anderen Analyse der Chlorwasserstoffsäure-Lösung von 0,216 Grm. des Phosphoreisens Fe^3P erhielt ich

$$\begin{aligned} \text{FeO}^3 &= 0,242, \text{ also Fe} = 0,1694 = 78,43 \text{ Proc.} \\ \text{Mg}^2\text{P}^2\text{O}^7 &= 0,064, \text{ „ P} = 0,01787 = 8,27 \text{ „} \end{aligned}$$

Darnach ist das Atomverhältniß:

$$\left. \begin{aligned} \text{Fe} &= \frac{78,43}{56} = 1,400 \\ \text{P} &= \frac{8,27}{31} = 0,267 \end{aligned} \right\} = 16\text{Fe} : 3\text{P}.$$

Da also in der Chlorwasserstoffsäure-Lösung des Phosphorets Fe^3P nahe 16 At. Eisen gegen 3 At. Phosphor, und ursprünglich in ihm 16 At. Eisen gegen 8 At. Phosphor vorhanden sind, so sind 3 At. Phosphor zu Phosphorsäure oxydirt und 5 At. Phosphor als Phosphorwasserstoff entwichen. Es findet sich hier also dasselbe Verhältniß zwischen beiden Phosphormengen, wie ich es beim Lösen der Phosphorete Fe^3P^4 und FeP in Chlorwasserstoffsäure beobachtet habe. Hiernach glaube ich Struve's Angabe im Journ. f. pract. Chemie, Bd. 79, S. 337 berichtigen zu können. Struve, der das Eisenphosphoret Fe^3P durch Glühen von phosphorsaurem Eisenoxyd in einem mit Zuckerkohle ausgefüllten hessischen Tiegel erhalten (eine Methode, nach der ich nur ein Präparat erhielt, das aus Eisenphosphat mit Spuren von

Phosphoreisen bestand), giebt von diesem Phosphoret an, daß bei seiner Lösung in Chlorwasserstoffsäure die Hälfte des Phosphors zu Phosphorsäure, die andere Hälfte zu Phosphorwasserstoff werde, so daß die Lösung 4 At. Eisen gegen 1 At. Phosphor enthalten müßte, während sie nach meinen Untersuchungen 16 At. Eisen gegen 3 At. Phosphor enthält.

In verdünnter Schwefelsäure löst sich das von mir untersuchte Phosphoreisen Fe^2P ebenso langsam und unter denselben Erscheinungen auf wie in Chlorwasserstoffsäure; dagegen findet beim Erhitzen mit concentrirter Schwefelsäure eine schnellere Lösung unter Entwicklung von schwefliger Säure statt, wobei sämtlicher Phosphor sich zu Phosphorsäure oxydirt. Auch in Salpetersäure von beliebiger Stärke löst sich dieses Phosphoreisen unter Entwicklung salpetriger Dämpfe verhältnißmäßig schnell auf, indem sich aller Phosphor neben dem Eisen oxydirt.

Bei Luftzutritt geglüht, verbrennt das Phosphoret Fe^2P ziemlich lebhäft und schmilzt zu einer bläulichen Masse von Eisenphosphat, ohne daß sich hierbei Phosphor verflüchtigt. Die Gewichtszunahme beim Verbrennen fand ich im Mittel aus mehreren Versuchen = 59 Proc.

Beim Glühen in einem Strome von Wasserstoff, Kohlensäure oder Kohlenoxydgas bleibt das in Rede stehende Phosphoreisen unverändert und zeigt sich selbst nach starkem Glühen in diesen Gasen keine Spur einer begonnenen Schmelzung. Wenn nun Berzelius das Phosphoret Fe^2P als ein leicht schmelzbares bezeichnete, so glaube ich, daß diese Schmelzbarkeit durch einen Gehalt des untersuchten Phosphoreisens an Kohleneisen herbeigeführt worden ist, denn selbst geringe Mengen des letzteren erniedrigen den Schmelzpunkt des Phosphoreisens noch weit unter den des Roheisens.

Behandelt man ein solches Gemenge von Phosphoreisen und Kohleneisen, das unter den oben angegebenen Bedingungen resultirt, mit Chlorwasserstoffsäure, so bleibt das Phosphoreisen als ein hellgraues Krystallpulver zurück, welches alle Eigenschaften des eben beschriebenen Phosphorets,

also auch dessen Strengflüssigkeit, wenn nicht Unschmelzbarkeit zeigt.

Endlich habe ich versucht, das von Hvoslef (Annal. d. Chem. u. Pharm. Bd. 100, S. 100) beschriebene *Phosphoreisen* Fe^3P , welches derselbe durch Glühen des Phosphorets FeP unter einer Decke von Borax erhalten haben will, darzustellen, allein bis jetzt vergeblich. Ich bin im Gegentheil hierbei zu der Ueberzeugung gekommen, daß diese Methode zur Darstellung eines reinen Eisenphosphorets mit so geringem Phosphorgehalt, wie Hvoslef angegeben hat, wenig geeignet ist, wenn ein solches überhaupt existirt. Erhitzt man nämlich ein Phosphoreisen unter Borax, so ist ein theilweises Verbrennen des Phosphorets gar nicht zu vermeiden, weil solches schon erfolgt, bevor der Borax in Fluß kommt, selbst wenn man diesen gepulvert mit seinem Wassergehalt anwendet. Aus der Boraxdecke schlagen im Verlaufe des Erhitzens Phosphorflämmchen hervor, die erst nach langem Glühen vollständig verschwinden. Zieht man nun aus der erkalteten Masse durch kalte verdünnte Chlorwasserstoffsäure das verbrauchte Phosphoreisen und also auch den Borax aus, so bleibt ein schwärzliches Pulver zurück, das allerdings nur Eisen und Phosphor, aber in sehr wechselnder Menge enthält. Erhitzt man dieses Pulver mit Chlorwasserstoffsäure, so entwickelt sich ziemlich reichlich Wasserstoff, dem nur Spuren von Phosphorwasserstoff beigemengt sind und der Rückstand zeigt sich relativ ärmer an Eisen wie die ursprüngliche Masse. Hieraus schliesse ich, daß Hvoslef's Phosphoreisen nur ein Gemenge von Eisen mit Phosphoreisen ist, denn stets fand ich bei einem anerkannt reinen Eisenphosphoret den nach längerer Behandlung mit heisser Chlorwasserstoffsäure verbliebenen Rückstand mit dem Phosphoret gleich zusammengesetzt. Indess werde ich diese Versuche noch weiter fortsetzen und festzustellen versuchen, auf welche Weise der Borax die theilweise Austreibung des Phosphors aus dem geglühten Eisenphosphoret bewirkt. Ich halte es für nicht unwahrscheinlich, daß bei

einem vollständigen Ausschluss der Luft überhaupt keine Phosphorabgabe stattfindet.

Fassen wir zum Schluss die wesentlichsten Resultate, welche aus meinen im Vorstehenden angegebenen Untersuchungen hervorgehen dürften, kurz zusammen.

Von den im Laufe der Zeit angegebenen Verbindungen des Eisens mit dem Phosphor können nur drei als wirkliche Eisenphosphorete betrachtet werden, nämlich nur die, deren Zusammensetzung Fe^3P^4 , FeP oder Fe^2P ist, (vorausgesetzt, dass sich das Atomgewicht des Eisens zu dem des Phosphors wie 56 zu 31 verhält). Gründe hierzu sowie zu der Annahme, die angeblichen Verbindungen Fe^4P^3 , Fe^3P und Fe^6P seyen nur Gemenge von freiem Eisen mit Phosphoreisen, dürfte ich an geeigneter Stelle zur Genüge angeführt haben.

Zur Darstellung des Eisenphosphorets Fe^3P^4 bedarf es nicht gerade eines Erhitzens von Schwefelkies in einem Strome von Phosphorwasserstoffgas, sondern auch Magnetkies, wasserfreies Eisenchlorür und selbst reines Eisen liefern in diesem Gase erhitzt, jenes Phosphoret.

Das Phosphoreisen FeP entsteht nicht allein bei dem Glühen von Eisen in Phosphordampf bei gleichzeitigem Hinüberleiten von Wasserstoff, man erhält es auch durch Erhitzen von wasserfreiem Eisenchlorid oder von Einfachschwefeleisen in einem Strome von Phosphorwasserstoffgas. Ferner machen meine Versuche die Bildung dieses Phosphorets beim Erhitzen des Phosphoreisens Fe^3P^4 in Wasserstoff höchst wahrscheinlich.

Das Phosphoret Fe^2P entsteht jedesmal, wenn irgend welche Substanzen, die einerseits Phosphorsäure, andererseits Eisen enthalten, mit Kohle gemengt der Glühhitze unterworfen werden. Hierbei ist jedoch ein Ueberschuss von Kohle zu vermeiden und auch für eine Decke zur Abhaltung der Luft von dem entstandenen Phosphoret während des Glühens Sorge zu tragen, wenn eine solche sich nicht schon aus dem Material zur Darstellung des Phosphorets bildet. Fast in allen Fällen ist indess das Präparat nach-

träglich mit Chlorwasserstoffsäure zu behandeln, um aus ihm vorhandenes Eisenphosphat oder Kohleneisen zu entfernen. Auch durch Glühen der beiden zuerst angeführten Phosphorete in Kohlenoxydgas dürfte das Phosphoreisen Fe^2P erhalten werden können und ist anzunehmen, daß im Roh-eisen nur letztere Verbindung von Eisen mit Phosphor enthalten sey.

Die drei von mir als wahre Eisenphosphorete bezeichneten Körper lösen sich nicht allein in Königswasser oder Salpetersäure, sondern auch in Schwefelsäure und Chlorwasserstoffsäure, wenn auch sehr langsam, so doch beim Erhitzen vollständig auf, und zwar geht sowohl bei Anwendung von Königswasser oder Salpetersäure als auch von concentrirter Schwefelsäure sämmtlicher Phosphor des Phosphoreisens als Phosphorsäure in die betreffende Lösung. Dagegen wird beim Erhitzen unserer Phosphorete mit verdünnter Schwefelsäure nur ein Theil des Phosphors in Phosphorsäure verwandelt, der andere entweicht als Phosphorwasserstoff. Dasselbe findet statt beim Erhitzen mit Chlorwasserstoffsäure, und zwar zeigt sich bei den drei Eisenphosphoreten die Uebereinstimmung, daß $\frac{2}{3}$ ihres Phosphorgehalts zu Phosphorsäure oxydirt werden und also gleichzeitig mit dem ganzen Eisengehalt in die Chlorwasserstoffsäure-Lösung gehen, während $\frac{1}{3}$ des Phosphors als Phosphorwasserstoff entweichen. Neben dem in theoretischer Beziehung interessanten Umstande, daß sich hierbei die beiden Phosphormengen Sauerstoff und Wasserstoff gerade in dem Verhältniß aneignen, wie diese Elemente im Wasser vorhanden sind, (denn 5 At. Phosphor brauchen zur Bildung von Phosphorwasserstoff ja die doppelte Atomzahl an Wasserstoff wie 3 At. Phosphor an Sauerstoff zu der von Phosphorsäure), folgt auch aus dieser Beobachtung, daß man zum Zweck der quantitativen Analyse eines Phosphoreisens dasselbe auch in Chlorwasserstoffsäure lösen könnte, indem die in dieser Lösung enthaltene Phosphormenge immer $\frac{2}{3}$ des ganzen Phosphorgehalts ausmacht. Indefs möchte man von dieser Me-

thode wegen der zu ihrer Ausführung nöthigen Zeit wohl in den seltensten Fällen Gebrauch machen.

Es liegt hier der Gedanke nahe, daß auch reiner Phosphor längere Zeit mit Chlorwasserstoffsäure erhitzt, in demselben Verhältniß Phosphorsäure und Phosphorwasserstoff liefert wie in seinen Verbindungen mit Eisen, weil die Menge des letzteren hierbei ohne Einfluß ist.

Nur die drei von mir als eigentliche Eisenphosphorete bezeichneten Verbindungen (Fe^3P^4 , FeP und Fe^2P) werden beim Erhitzen mit Chlorwasserstoffsäure in der Weise angegriffen, daß der Rückstand, welcher bei einem beliebigen Unterbrechen der Operation noch verblieben ist, stets dieselbe Zusammensetzung zeigt wie die ursprüngliche Masse. Diese Thatsache dürfte die Annahme, man habe es hier mit wirklichen chemischen Verbindungen zwischen Eisen und Phosphor zu thun, zur Geringe rechtfertigen.

Im Widerspruch mit manchen älteren Angaben behaupte ich, daß sämtliche Eisenphosphorete äußerst strengflüssig, wenn nicht gar unschmelzbar sind; stets bewahrten sie bei dem stärksten Glühen in einem Strom von Kohlensäure ihren pulverförmigen Zustand. Aber schon ein geringer Gehalt an Kohleneisen benimmt ihnen diese Eigenschaft in einer Weise, daß solche Gemenge von Kohleneisen und Phosphoreisen noch leichter schmelzen wie Roheisen.

Von den drei Eisenphosphoreten giebt nur die Verbindung Fe^3P^4 beim Glühen an der Luft Phosphor ab. Während die Verbrennungsproducte der Verbindungen FeP und Fe^2P Eisenphosphate sind, in denen Eisen und Phosphor sich in demselben Verhältniß finden, wie in ihnen selbst, hat das Verbrennungsproduct der Verbindung Fe^3P^4 mit dem des Phosphorets FeP gleiche Zusammensetzung.

Nur das Phosphoreisen Fe^3P^4 verliert beim Glühen in Wasserstoff Phosphor; wahrscheinlich wird es hierbei zu der Verbindung FeP . Diese sowohl wie das Phosphoret Fe^2P verhält sich gegen Wasserstoff in der Glühhitze indifferent.

Während die Verbindungen von Eisen und Phosphor

in der Hitze von Kohlensture nicht afficirt werden, geben die beiden Phosphorete Fe^3P^4 und FeP beim Glühen in Kohlenoxydgas Phosphor ab und nur die Verbindung Fe^2P ist auch gegen Kohlenoxydgas indifferent. Demnach dürfen die ersten beiden Phosphorete durch hinreichend lange fortgesetztes Glühen in diesem Gase zu der letzteren Verbindung werden.

Durch fernere Untersuchungen, welche zunächst die Feststellung der in dieser Abhandlung noch unentschieden gelassenen Punkte zum Zweck haben, werde ich hoffentlich in den Stand gesetzt, in der Folge weitere Beiträge zur Kenntniss der Eisenphosphorete liefern zu können.

IV. Ueber einen selbstthätigen Regulator für den galvanischen Strom; von F. Kohlrausch.

Die Schwankungen, welchen die Wirksamkeit galvanischer Ketten, auch der sogenannten *constanten Säulen* beständig unterworfen ist, mögen dieselben von einer Aenderung des Widerstandes oder der elektromotorischen Kraft herrühren, verlangen, dafs man zur Erhaltung eines Stromes von unveränderter Intensität besondere Apparate in den Stromkreis einschaltet, durch welche jene Schwankungen compensirt werden. Diese Instrumente, welche nach Wheatstone *Rheostaten* genannt werden, bestehen in der Regel aus Widerstandssäulen, welche man nach Bedürfniss vermehren oder vermindern kann. Die Einschaltung eines unnöthigen und oft gar nicht unbeträchtlichen Widerstandes bedingt freilich eine Kraftverschwendung in der Kette, ist aber unvermeidlich, da es selten in unserer Gewalt steht, die Correctionen an der Säule selbst vorzunehmen.

Der wesentliche Uebelstand des Rheostaten liegt jedoch in den meisten Fällen weniger an dieser Verschwendung

als an seiner *Unbequemlichkeit* und der *mangelhaften Erfüllung seines Zweckes*. Wenn ein Strom merklich constant erhalten werden soll, so ist ununterbrochene Aufmerksamkeit auf das Galvanometer und beständige Handhabung des Rheostaten nothwendig, und trotzdem werden die Schwankungen kurzer Periode auch mit der größten Sorgfalt nicht zu vermeiden seyn. Kurze Zeit nach dem Schlusse der Kette, wo die Aenderungen am bedeutendsten sind, ist eine auch nur annähernde Regulirung unmöglich.

Es ist daher unstreitig wünschenswerth, einen Apparat zu besitzen, welcher *ohne äußeres Zuthun die Stromstärke constant* erhält. Er wird in der Praxis mannichfache Verwendung finden können, er wird aber auch für wissenschaftliche Untersuchungen eine große Bequemlichkeit gewähren. Die Aufgabe, auf chemischem Wege einen constanten Strom von beliebiger Stärke herzustellen, wird eigentlich erst durch eine solche Zugabe zur galvanischen Kette erfüllbar.

Mit Hilfe eines Rheostaten aus *festen Körpern*, etwa dünnen Platindrähten, welche in Quecksilber eintauchen, eine selbstthätige Regulirung zu erreichen, ist, wie ich mich durch einen Versuch überzeugt habe, wegen der bedeutenden Reibung unthunlich. Auch abgesehen hiervon würde es schwer seyn, die Grenzen des Widerstandes dem jedesmaligen Bedürfnis anzupassen.

Leicht aber wird die Aufgabe erfüllt, wenn man zur Widerstandssäule eine *Flüssigkeit* nimmt. Die ersten betreffenden Versuche habe ich schon vor längerer Zeit angestellt, auch eine Notiz über den Gegenstand bereits veröffentlicht¹⁾. Seitdem bin ich freilich nicht, wie ich beabsichtigte, zu einem Abschlusse der Versuche und zur Construction eines mustergültigen Apparates gekommen, welcher für alle Zwecke gleichmäßig ausreichte. Allein wenn sich auch leicht übersehen läßt, wie ein solches Instrument beschaffen seyn müßte, so wird man die Construction vereinfachen,

1) Jahresbericht, des physikalischen Vereins zu Frankfurt a. M. 1864 bis 65, S. 75.

wenn man dasselbe den besonderen Zwecken anpaßt. Ich will deswegen den Apparat, so, wie ich ihn angewandt und brauchbar gefunden habe, kurz beschreiben. Man wird aus den beigegebenen Zahlen finden, in welcher vollkommenen Weise ohne große Umstände ein »*selbstregulirender Rheostat*« hergestellt werden kann¹⁾.

Ein Multiplicator übt auf eine in seinem Mittelpunkt befindliche Magnetnadel ein Drehungsmoment aus, welches die letztere senkrecht zur Ebene der Windungen zu stellen strebt. Laufen die Windungen von *Ost nach West* (senkrecht zu der Stellung, in welcher der Multiplicator als Galvanometer gebraucht werden würde), so kann man den Strom in dem Sinne hindurchgehen lassen, daß er die Nadel mit dem Nordpol nach Süden zu drehen strebt. Wir nehmen die Directionskraft an allen Punkten, welche die Nadel bei ihrer Drehung berührt, als constant an; oder, was dasselbe sagt, das von dem Strome auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment sey proportional dem Sinus des Ablenkungswinkels aus der dem Strom entsprechenden Gleichgewichtslage.

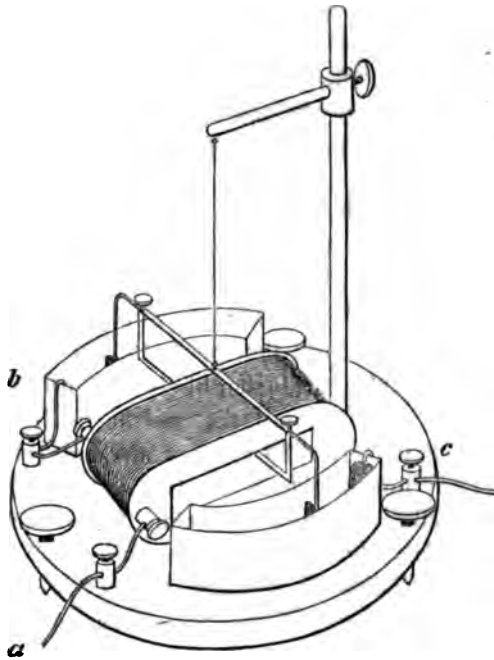
Das erdmagnetische Drehungsmoment wirkt im gerade entgegengesetzten Sinne; wir können es verstärken oder abschwächen, indem wir den Nordpol oder Südpol eines Magnets der Nadel von Süden nähern, oder den Magnet über dem Multiplicator in passender Weise anbringen. Immer aber werde die Nadel so klein gegen ihre Entfernung vom Magnetpol vorausgesetzt, daß das Drehungsmoment dem Sinus des Ablenkungswinkels proportional sey. Man sieht dann leicht, daß die Nadel ein *stabiles* Gleichgewicht nur in der nordsüdlichen Lage haben kann; mit dem Nordpol nach Süden, wenn die elektromagnetische Directions-kraft die stärkere ist, im anderen Falle umgekehrt. Sind *beide Kräfte gleich*, so bleibt die Nadel *in jeder Lage* im Gleichgewicht.

Dieser letztere Zustand sey für eine bestimmte Strom-

1) Hr. Dr. Carl in München hat sich bereit erklärt, den Apparat in seiner *physikalischen* Werkstätte anfertigen zu lassen.

stärke, eben für diejenige, welche wir constant erhalten wollen, durch die entsprechende Annäherung des Magnets hergestellt. Sobald die Stromstärke um das Mindeste zunimmt oder abnimmt, dreht sich die Nadel im einen oder anderen Sinne. Nun aber werde durch die Bewegung im Sinne des Stromes *Widerstand eingeschaltet*, durch die entgegengesetzte *Widerstand ausgeschaltet*, so wird das Gleichgewicht in einer eigenthümlichen Weise *stabil*: die Nadel stellt sich in eine bestimmte Lage, weil nur in dieser die vorhin bemerkte Stromstärke vorhanden ist. Mit anderen Worten, *jede Aenderung in der elektromotorischen Kraft oder dem Widerstande des Stromkreises wird durch den Apparat sofort compensirt*, so daß beständig die verlangte Stromstärke erhalten bleibt.

Nebenstehende Figur stellt die Vorrichtung, so wie ich



sie benutzt habe, in ungefähr $\frac{1}{4}$ der natürlichen GröÙe dar.

Ein durchbrochener Multiplicator ist zu vermeiden wegen der Förderung einer in der Nähe des Mittelpunktes constanten Directionskraft. Die (in der Zeichnung unsichtbare) Nadel wurde deswegen in einem um die oberen Windungen herumgeführten *Bügel*, um hinreichenden Spielraum zu haben, so befestigt, daß sie den Windungen parallel steht, wenn der Bügel senkrecht zu ihnen ist. Diese Stellung soll die *mittlere* heißen.

Der obere Arm des Bügels dient zugleich zur Leitung des Stromes und trägt an seinen Enden zwei *Elektroden*, welche in mit Kupfervitriollösung gefüllte *Tröge* tauchen. Die letzteren haben die Form von Ringausschnitten und sind so aufgestellt, daß die Elektroden sich bei der Drehung der Nadel frei bewegen. An den zwei correspondirenden Enden der Tröge befinden sich *feste Elektroden*, selbstverständlich aus Kupfer, wie die beweglichen.

Der Strom, welcher bei *a* hereintritt, geht durch den Multiplicator, von dort zur festen Elektrode *b*, durch die Flüssigkeitssäulen und die beweglichen Elektroden, und tritt bei *c* aus dem Apparate aus. Das von dem Strome ausgeübte Drehungsmoment sucht die beweglichen Elektroden von den festen zu *entfernen*, vergrößert also, wie verlangt, den Widerstand des Rheostaten.

Ueber die Wirkungsweise ist kaum noch etwas hinzuzufügen, und ebensowenig wird es nöthig seyn, die Versuche, bei denen eine und dieselbe Kette mit oder ohne Regulator längere Zeit geschlossen blieb, ausführlich neben einanderzustellen. Die Stromstärke, welche im letzteren Falle in 10 Minuten um etwa 10 Procent abnahm, schwankte mit dem Regulator nur innerhalb der Größe der Beobachtungsfehler und stellte sich auch nach einer Unterbrechung sofort wieder mit Genauigkeit her. *Innerhalb 24 Stunden* war die *größte beobachtete Stromstärke* 42,2, die *niedrigste* 41,7 in Scalentheilen, und die Variationen der erdmagnetischen Declination prägten sich am Galvanometer trotz des durchgehenden Stromes mit der größten Genauigkeit aus. *Die Schwankungen in der Beschaffenheit der Säule wurden,*

anstatt durch das Galvanometer, durch die Nadel im Rheostaten und die beweglichen Elektroden angezeigt.

Noch schlagender sind die Versuche, wenn man absichtlich, durch *plötzliches Aus- und Einschalten größerer Widerstände* oder auch durch Hinzufügen oder Wegnehmen eines Elementes aus der Säule die Stromstärke zu ändern sucht. Momentan erreicht man diesen Zweck natürlich, aber sofort sieht man, wie die beweglichen Elektroden ihre Stellung ändern, bis die frühere Stromstärke wieder hergestellt ist.

Ich konnte beispielsweise in den Schließungskreis 4 *Widerstandsrollen* einzeln oder zusammen einschalten, welche ich mit w_1 , w_2 , w_3 und w_4 bezeichnen will. w_1 und w_2 , sowie w_3 und w_4 waren je einander gleich; w_1 verhielt sich zu w_2 wie 3 : 2. Zusammen betragen sie etwa die Hälfte des übrigen Widerstandes, wobei für den Regulator angenommen wird, Nadel und Elektroden seyen in der mittleren Lage. Die erste Reihe der folgenden Tafel sagt, welche von diesen Widerständen eingeschaltet waren; die zweite giebt die zugehörigen Stromstärken, wenn der Regulator außer Thätigkeit gesetzt, d. h. etwa in der mittleren Stellung festgehalten wurde. Die dritte giebt die beobachtete Stromstärke mit Regulator, die vierte enthält den jedesmaligen Abstand der festen von den beweglichen Elektroden in Millimetern. Der Winkel der Nadel mit der mittleren Lage ist in der fünften Columnne enthalten, mit positivem Vorzeichen, wenn der Abstand der Elektroden durch den Ausschlag vergrößert war.

Eingeschalteter Widerstand	Stromstärke		Abstand der Elektroden	Ausschlag der Nadel
	ohne Regulator	mit Regulator		
0	106	82,9	110 ^{mm}	+ 15°
w_1	95	82,4	93	+ 8
$w_1 + w_2$	83	81,7	75	+ 1
$w_1 + w_2 + w_3$	77	81,7	65	- 3
$w_1 + w_2 + w_3 + w_4$	72	82,7	53	+ 8
6 Stunden später:				
$w_1 + w_2 + w_3 + w_4$	83	81,8	72 ^{mm}	+ 1
0	125	83,3	125	+ 22

Als *Galvanometer* diente ein kleiner mit einem Dämpfer umgebener magnetisirter Stahlspiegel, welchem ein Multipliator genähert war, im Wesentlichen nach der Wiedemann'schen Einrichtung. Die Stromstärke ist einfach nach Scalentheilen angegeben. — Durch die Einschaltung der Widerstandsrollen würde der Strom im Verhältniß von 3 zu 2 abgenommen haben. Der Regulator schaltete von selbst einen gleichen Widerstand aus und erhielt dadurch die Stromstärke constant. Dasselbe Resultat ergab sich, wenn der galvanischen Kette ein Element weggenommen oder hinzugefügt wurde.

Die Schwankungen, welche sich noch zeigen, belaufen sich auf etwa 2 Procent, wenn die letzten beiden Versuche zugezogen werden. Woher dieselben rühren, sieht man aus der letzten Reihe: die Bedingung, daß das Drehungsmoment in allen Stellungen der Nadel dem Sinus des Ablenkungswinkels proportional sey, war weder für die vom Multipliator noch für die von dem Magnet ausgeübte Directionskraft streng erfüllt. Man konnte, wie für ein Galvanometer, in welchem die Tangente des Ausschlagswinkels der Stromstärke proportional seyn soll, entweder einen *weiten, kreisförmigen*, oder einen *flachen, eng umschließenden Multipliator* nehmen. Im ersteren Falle würden, um die auf die Nadel wirkenden Kräfte ausreichend zu verstärken, sehr viele Windungen nothwendig gewesen seyn; um daher diesen großen unwesentlichen Leitungswiderstand zu vermeiden, ist der breite und flache Multipliator unbedingt vorzuziehen. — Die *Nadel* muß einerseits erheblich kürzer seyn als die Breite des Multipliators beträgt, andererseits wird ein starker Magnet verlangt, um die mechanischen Widerstände der Bewegung zu überwinden. Deswegen wurde ein cylindrischer Stahlstab von 1 Centim. Durchmesser und 3 Centim. Länge gewählt, welcher bis zum Maximum magnetisirt worden war.

Es wäre leicht gewesen, zu dieser Nadel einen flachen Multipliator so herzustellen, daß bis zu einem Ausschlagswinkel von 20 oder 30° die obige Bedingung von der Con-

stanz der Directionskraft hinreichend genau erfüllt worden wäre. Der benutzte, bereits vorhandene Multiplicator hatte aber eine Breite von nur 7 Centim., während die Höhe der innersten Windungen unnöthiger Weise fast 3 Centim. betrug. Hieraus mußte eine Abweichung entspringen, welche die vom Strome ausgeübte Directionskraft mit größeren Ausschlägen der Nadel kleiner werden liefs. Die Wirkung des Magnetpoles dagegen, welcher in etwa 10 Centim. Abstand von der Nadel nördlich aufgestellt war, mußte mit diesen Ausschlägen gröfser werden. Um Gleichgewicht herzustellen, mußte daher die Stromstärke mit dem Ausschlage der Nadel wachsen.

Hiermit stimmen die kleinen beobachteten Ungleichheiten auf's Genaueste überein, wie man aus obigen Zahlen sieht; in der Mittellage der Nadel ist die Stromstärke am kleinsten und wächst nach beiden Seiten symmetrisch mit dem Ausschlage. Bei der fünften Zahl tritt demnach der eigenthümliche Fall ein, dafs durch die Einschaltung von Widerstand die Stromintensität indirect gesteigert wird.

Diese kleinen Ungleichheiten sind zu vermeiden, wenn man einen noch flacheren und breiteren Multiplicator anwendet. Es liegt auf der Hand, dafs man noch weiter gehen und, wie bei der Tangentenbussole geschehen ist, die Nadel in einem durch die Dimensionen des Multiplicators gegebenen Abstand *excentrisch* aufhängen kann, wodurch die Abweichung erster Ordnung aufgehoben wird. Oder man wickelt den Draht nicht in überall gleicher Dicke auf, sondern fügt an den Enden eine *dickere Schicht* hinzu; auch hierdurch ist die Abweichung erster Ordnung zu eliminiren.

Es würde zu weit führen, die verschiedenen Möglichkeiten hier auseinanderzusetzen: sie fallen mit den Vorschriften für die Construction eines Galvanometers, bei welchem die Stromstärke der Tangente des Ausschlags proportional ist, zusammen.

Die durch die Nähe des Magnetpoles verursachte Störung wird verringert, wenn man einen stärkeren Magnet in gröfserer Entfernung anbringt. Auch durch die Combina-

tion von zwei Magneten, von denen der eine im Norden, der andere im Osten von der Nadel auf bekannte Weise so aufgestellt wird, daß die auf die Nadel ausgeübten Directionskräfte sich addiren, läßt sich bewirken, daß die Abweichungen, welche nun ein ungleiches Vorzeichen haben, sich compensiren.

Indessen muß man hier im Auge behalten, daß in den obigen Versuchen absichtlich, zur Prüfung des Apparates, Widerstände bis zur Hälfte der vorhandenen eingeschaltet wurden; der Zweck des Apparates aber besteht darin, daß er die von zufälligen Schwankungen, z. B. der Temperatur, oder von den Aenderungen in der Säule herrührenden Unterschiede ausgleicht. Diese Aenderungen aber gehen langsam vor sich, und bei passender Anordnung wird man bewirken können, daß durch sie keine erhebliche Verschiebung der beweglichen Elektroden in der Zeit von mehreren Stunden bewirkt wird. Man kann also auch ohne die Beobachtung der oben gegebenen feineren Regeln, etwa mit einem aus freier Hand und mit unvollkommenen Mitteln zusammengestellten Regulator wie dem unsrigen, beliebig lange einen für die schärfsten Beobachtungen constanten Strom erhalten, wenn man nur nach je einigen Stunden die beweglichen Elektroden, falls es nöthig seyn sollte, mit einem gewöhnlichen Rheostaten wieder in die Mittellage zurückführt.

Für viele, z. B. alle technischen Zwecke kommen übrigens Schwankungen von 2 Procent, die an gewöhnlichen Galvanometern kaum zu beobachten sind, gar nicht in Betracht. Und gegen größere garantirt der Apparat, wie man Seite 272 gesehen hat, für den Zeitraum von Tagen.

Ich füge noch einige Bemerkungen über einzelne Theile des Regulators bei.

Theoretisch kann man mit einem und demselben Multiplikator auf jede Stromstärke reguliren, indem man die erdmagnetische Kraft beliebig verstärkt oder abschwächt. Praktisch sind hier jedoch Grenzen gesetzt: einerseits für das

Minimum der Directionskräfte durch die Schwingungsdauer und die Reibung der Elektroden in den Flüssigkeiten; umgekehrt stellen die Mittel zur Hervorbringung starker rein magnetischer Kräfte auch das Maximum fest. Für einen ausgedehnten Gebrauch eines und desselben Instrumentes ist es daher nothwendig, daß der *Multiplicator* aus mehreren Lagen Draht bestehe, welche man beliebig neben oder hinter einander verbinden kann. Daß um des Widerstandes willen der Draht nicht zu schwach seyn darf, versteht sich von selbst. Indessen wird man hierbei von allgemeinen Regeln absehen und sich je nach den Zwecken im einzelnen Falle einen Ueberblick vorher zu verschaffen suchen.

Die *Nadel* muß, wie schon bemerkt, möglichst kräftig seyn, um die Reibungswiderstände zu überwinden, auch die *Torsion* des Fadens unschädlich zu machen. Im Uebrigen ist die *Regulation vom Nadelmagnetismus unabhängig*. Ob z. B. durch den *Multiplicator* Magnetismus inducirt wird; ob die Temperatur ihn ändert, ist, wie man leicht sieht, für die *Stromstärke* ganz gleichgültig. Das Aufhängen der *Nadel* an einem Faden ist für eine sehr genaue Wirkung durchaus geboten; mit geringeren Ansprüchen würde man sie auf eine Spitze setzen und den Apparat allerdings wesentlich vereinfachen können.

Die *Flüssigkeitströge* waren glisirte Porcellangefäße in der Form von Ringausschnitten mit einem mittleren Radius von 10 Centim. Die Breite betrug $3\frac{1}{2}$, die Höhe 5, die Länge 13 Centim. Die Größen waren willkührlich angenommen, erwiesen sich aber als passend. Sie können je nach Bedarf modificirt werden. Ich war zufällig in die Lage gesetzt, die Porcellangefäße anfertigen zu lassen. Im Allgemeinen werden Glaströge nach Maafs leichter zu erhalten seyn. Eventuell werden auch irdene oder aus Guttapercha geformte Tröge ausreichen.

Die Dimensionen des Troges bestimmen ungefähr die Größe der *Elektroden* und deren Abstand vom Mittelpunkt der *Nadel*. Da eben an den Elektroden die mechanischen Widerstandskräfte wirken, so darf der Radius nicht zu

groß gewonnen werden, und auch die Fläche der Elektrode ist begrenzt, insofern der Widerstand der Flüssigkeit gegen die Bewegung mit ihr wächst.

Durchaus erforderlich ist, daß die beweglichen Elektroden ganz *unter* die Oberfläche tauchen, weil sonst durch die Capillaritätskräfte die Beweglichkeit ungemein erschwert und auch auf die Gleichgewichtslage ein Einfluß ausgeübt wird. Durch die Oberfläche der Flüssigkeit darf nur ein Zuleitungsdraht gehen, welchen man, um ihn von Einflüssen des Stromes frei zu erhalten, gefirnist hat. Er ist an die hintere Seite der beweglichen Elektrode angelöthet und so gebogen, daß er, auch wenn die Elektroden sich berühren (was bei jeder Unterbrechung des Stromes eintritt), mindestens 1 Centimeter entfernt von der festen Elektrode bleibt. Der Zweck dieser Einrichtung ist lediglich das Vermeiden von Capillarkräften, welche nach stattgefundener Berührung eine gewaltsame Trennung nöthig machen.

Ferner muß auf eine vollständige Reinheit der Oberfläche gesehen werden. Der von mir angewandte Kupfervitriol mag ein wenig Eisenvitriol enthalten haben; welcher nach dem Verlauf eines Tages die Oberfläche verunreinigt hatte. Vielleicht war auch das Kupfer der Elektroden nicht rein. Genug, wenn diese Trübungen sich in Form eines sehr feinen Häutchens auf der Oberfläche gezeigt hatten, machten sie sich durch einen Widerstand bemerklich, welcher die Bewegungen der Elektroden merklich hemmte und daher auch die Stromstärke ändern konnte.

Kupfer in Kupfervitriollösung empfiehlt sich wegen der Vermeidung der Polarisation. Freilich wird durch den Strom die eine der beweglichen Elektroden allmählich aufgelöst, die andere durch niedergeschlagenes Kupfer vergrößert, und mit der Zeit das Gleichgewicht gestört. Durch die Anwendung anderer Metalle und Lösungen, welche keine Polarisation geben, läßt sich hieran wenig ändern, weil die in Frage kommenden ein ungefähr gleiches Aequivalentgewicht haben. Es ist dies aber auch kaum ein Uebelstand zu nennen, denn man braucht nur von Zeit zu Zeit den

Strom in den Flüssigkeitssäulen umzukehren, während man ihn im Multiplikator unverändert läßt. An einem definitiv eingerichteten Regulator wäre jedenfalls gleich ein Commutator zu diesem Zwecke anzubringen.

Uebrigens wird auch die Polarisation mit Wasserstoff und Sauerstoff an Platinelektroden, wenn man *Schwefelsäure* anwenden will, keinen weiteren Uebelstand mit sich bringen, als das eine elektromotorische Kraft gleich ungefähr 2 Bunsen'schen Elementen dadurch aufgehoben wird. Für stärkere Ströme wird man sich diese Kraftverschwendung gefallen lassen müssen.

Die Befestigung der Elektroden am Bügel geschieht durch kleine *Klemmschrauben*.

Die *Concentration der Flüssigkeiten* wird man ganz nach dem Bedürfnis einrichten. Der Widerstand, welcher im Rheostaten zur Verfügung seyn muß, steht im Allgemeinen im Verhältniß mit dem in der Kette bereits vorhandenen. Die beschriebenen Tröge, mit concentrirter Kupfervitriollösung gefüllt, repräsentirten zusammen etwa den Widerstand eines 0,3^{mm} dicken Platindrahtes¹⁾ von 30 Meter Länge; auf 3 Procent verdünnt, eines gleichen Drahtes von etwa 120 Meter. Schwefelsäure vom Maximum ihres Leitungsvermögens bis zum destillirten Wasser gäbe Widerstände von 1,2 Meter des obigen Drahtes bis zu beliebigen Gränzen hinauf. Innerhalb der letzteren Gränzen werden die für einen beliebigen Zweck erforderlichen Widerstände des Rheostaten liegen, selbst wohl diejenigen der praktischen Telegraphie zum gröfseren Theile inbegriffen.

Die Herstellung eines elektromagnetischen Stromregulators ist offenbar noch einiger Modificationen fähig, so, wie man auch in der Construction galvanometrischer Apparate einen gewissen Spielraum hat. In einem oder dem andern Punkte würde eine etwas veränderte Einrichtung sogar Vortheile ergeben können.

1) Ich wähle diese Drahtsorte zum Vergleiche, weil ich sie an einem von Sauerwald gefertigten Poggendorff'schen Rheochord gefunden habe.

Der im Vorigen beschriebene Regulator ist vom Nadelmagnetismus unabhängig, setzt dagegen die horizontale Intensität des Erdmagnetismus und den Magnetismus des genäherten Stabes als constant voraus. Es liegt nun auf der Hand, daß man anstatt der magnetischen auch die *statische* Directionskraft der *biflaren Aufhängung* wählen könnte. Entweder benutzt man die letztere nur so weit, daß man die erdmagnetische Directionskraft durch sie zu der erforderlichen Stärke ergänzt: anstatt also einen Magnet zu nähern, würde man den Abstand der Fäden in erforderlicher Weise regeln. Oder aber, man eliminirt den Erdmagnetismus ganz, indem man ein *astatisches Nadelpaar*, wie bei dem Nobilischen Multiplicator, anwendet, nur mit dem Unterschiede, daß dasselbe bifilar aufgehängt wird. Da man vom Erdmagnetismus unabhängig ist, so kann man dem Multiplicator auch ein beliebiges Azimuth geben. Der Nadelmagnetismus wird hier natürlich als constant vorausgesetzt.

Man sieht leicht, auf welche einfache und elegante Weise dieser Regulator auf jede verlangte Stromstärke eingestellt werden würde, denn, wenn man den unteren Abstand der Fäden unverändert läßt, so wird die Stromstärke einfach dem oberen Abstände proportional seyn.

Ferner kann man, anstatt die beweglichen Elektroden mit einer Magnetnadel zu verbinden, den *Multiplicator* selbst *drehbar* aufhängen und seine Enden unmittelbar mit den Elektroden in Verbindung setzen. Das magnetische Drehungsmoment, welches alsdann von dem auf irgend eine Weise verstärkten Erdmagnetismus auf den Strom im Multiplicator ausgeübt wird, muß durch eine constante Directionskraft bei der verlangten Stromintensität gerade aufgehoben werden, während eine Veränderung der letzteren sofort eine Drehung hervorbringt und den Rheostaten in Thätigkeit setzt. Die constante Kraft ist, wie man leicht sieht, erstens durch einen ^{an} dem Multiplicator befestigten, also mit ihm drehbaren Magnet zu erreichen, dessen magnetisches Moment demjenigen des Multiplicators bei der bestimmten Stromstärke gleich, dessen Axe aber entgegenge-

setzt gerichtet ist. Zweitens kann man, wie oben, die bifilare Aufhängung anwenden und sich dadurch, wenn man will, von allen rein magnetischen Kräften, auch dem Erdmagnetismus unabhängig machen.

Doch es hat keinen Zweck auf diese Abänderungen näher einzugehen, da der in diesem Aufsatz ausführlicher beschriebene Regulator als der einfachste doch wohl den Vorzug verdient.

Göttingen, im Mai 1867.

V. Ueber den Einfluss der Bewegung der Lichtquelle auf die Brechung. Kritische Bemerkungen zu der Entdeckung des Hrn. Prof. Klinkerfues; von Dr. L. Sohncke.

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus d. Astronom. Nachrichten.)

§. 1.

In der letzten Zeit ist von Hrn. Prof. Klinkerfues eine Entdeckung gemacht, die, wenn sie sich bestätigt, für die Optik und Astronomie von nicht geringer Bedeutung ist. Dieser Entdeckung zufolge hat man nämlich nur die Brechung des von einem Stern ausgesandten Lichtes zu beobachten, um daraus sogleich zu erkennen, ob und mit welcher Geschwindigkeit sich der Stern gegen die Erde hin oder von ihr weg bewegt.

Dafs von einer *bewegten* Lichtquelle in einem bestimmten Zeitintervall nicht ebensoviel Impulse, als von derselben *ruhenden*, in das Auge des Beobachters gelangen, ist eine schon früher gemachte Bemerkung Doppler's, der das Analoge auch für den Schall nachgewiesen hat. Aber während Doppler den Schlufs zog, dafs die Wellenlänge des Lichts und somit die Farbe eine andere geworden sey, ist

Klinkerfues der Ansicht, die Wellenlänge sey unverändert geblieben; geändert habe sich nur die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Phase (welche übrigens nicht mit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Transmission oder Erschütterung zu verwechseln sey). — Beobachtet man durch ein Prisma einen gegen die Erde hin sich bewegenden Stern, welcher Licht von allen Farben aussendet, so ist zwar, nach Doppler's Ansicht, die Wellenlänge jeder Farbe verkürzt, aber man kann davon, wie Klinkerfues ausführlich darthut, keine Kunde bekommen, denn das Roth von verkürzter Wellenlänge und somit stärkerer Brechung rekrutirt sich jetzt aus dem bisher dunklen Ultraroth, während das Violett mit verkürzter Wellenlänge in die unsichtbaren ultravioletten Strahlen übergeht. Also wird dadurch das ganze sichtbare Spectrum nicht geändert, freilich nur, wenn man von den dunkeln Linien desselben abstrahirt welche in der That eine Verschiebung erleiden müssen. Klinkerfues dagegen behauptet eine Verschiebung des ganzen sichtbaren Spectrums oder, wenn mit einem achromatischen Prisma beobachtet wird (wie er immer thut), eine *andere* Brechung des farblosen Strahls, als sie bei ruhender Lichtquelle dem Prisma zukommt. Im Folgenden sollen nun die von Klinkerfues beigebrachten Beweise einer ruhigen Prüfung unterworfen werden. Zuerst wollen wir uns überzeugen, was die Beobachtungen lehren, und uns dann zu der neu entwickelten mathematischen Theorie wenden.

§. 2.

Der von Klinkerfues in den Göttingischen gelehrten Anzeigen¹⁾ genau beschriebene und durch eine Abbildung erläuterte Apparat besteht im Wesentlichen aus folgenden Stücken: Ein Passageinstrument, dessen Fadenkreuz 19 parallele verticale Fäden aufweist, ein achromatisches Prisma, und ein kleines Fernrohr. Die von den Fäden und dem in ihrer Ebene befindlichen Bilde des Sterns divergent aus-

1) Götting. gel. Anz. — Nachrichten von der Königl. Ges. der Wiss. Januar 31. 1866. No. 4.

gehenden Strahlen werden durch eine kleine achromatische Linse parallel gemacht. Dieser Strahlencylinder geht nun durch das achromatische Prisma, wobei er eine Ablenkung von nahe 30° erfährt. Dann nimmt ihn ein kleines Fernrohr auf, um von Stern und Fäden ein möglichst achromatisches Bild zu entwerfen. Prisma und kleines Fernrohr sind unveränderlich miteinander verbunden, und das Prisma kann bald so gestellt werden, daß seine brechende Kante nach Westen liegt und den Fäden genau parallel ist, bald so, daß sie nach Osten liegt und wieder den Fäden parallel ist.

Nehmen wir nun an, es werde ein Stern beobachtet, der zufolge seiner Bewegung *Licht von stärkerer Brechbarkeit* habe, als er, wenn er ruhte, aussenden würde. Die Prismenkante stehe westlich; der Stern erscheine eben im Gesichtsfelde. Während das *geometrische* Bild des Sterns in Wahrheit auf einen gewissen Faden fällt, so scheint es dennoch nach der Brechung durch das Prisma nicht mit diesem Fäden zu coincidiren, sondern der brechenden Kante näher zu liegen als der Faden, denn der Faden hat nur gewöhnliche, dieses Bild aber *stärkere* Brechbarkeit. Wegen der Erdrotation wandert der Stern über das Gesichtsfeld; man beobachtet aber seine Wanderung nur etwa bis zur Mitte. Dem Gesagten gemäß sieht man ihn dabei *alle Fäden etwas zu spät passiren*. Die Zeit des Passirens eines jeden Fadens wird notirt. Berechnet man nun, vermittelt der genau bekannten Fädenabstände, aus allen notirten Zeiten die Zeit, wenn der Mittelfaden passirt seyn würde, *so erhält man eine zu späte Zeit*. Sowie der Stern die Mitte des Gesichtsfeldes beinahe erreicht hat, wird das Prisma schnell gedreht, so daß die brechende Kante nach Osten liegt. Dann muß man das geometrische Bild des Sterns, wie vorher, der brechenden Kante näher gerückt, mithin *jetzt schon weiter vorgerückt sehen*, als es in Wahrheit ist. Also wird das Passiren eines jeden Fadens zu früh gesehen; und die aus allen jetzigen Fädenantritten berechnete Durchgangszeit durch den Mittelfaden *muß sich als eine zu frühe*

ergehen. Hätte dagegen der Stern gewöhnlich brechbares Licht, so müßte man für die Durchgangszeit durch den Mittelfaden beide Male *denselben Werth* erhalten (natürlich etwas durch Beobachtungsfehler afficirt).

Um das Vorige durch ein Beispiel zu erläutern, so hatte Klinkerfues einmal bei westlich gerichteter Prismenkante aus 9 beobachteten Fädenantritten als Moment des Durchgangs des Sterns *1 Persei* durch den Mittelfaden gefunden $W = 41,711$ Secunden; und darauf bei östlich gerichteter Prismenkante durch Beobachtung des Antritts der 9 andern Fäden dieselbe Durchgangszeit $O = 41,683$ Secunden. Also hatte er zuerst eine späte, darauf eine zu frühe Zeit gefunden, so daß $W - O$ positiv war, wie es nach der vorigen Entwicklung seyn muß, wenn das Sternlicht stärkere als gewöhnliche Brechbarkeit hat. Hat ein Stern Licht von *schwächerer* als der gewöhnlichen Brechbarkeit, so muß man natürlich $W - O$ negativ finden. Und hat endlich der Stern gewöhnlich brechbares Licht, so ist $W - O = 0$.

Was haben nun die Klinkerfues'schen Beobachtungen ergeben? — Wenn die Beobachtungen überzeugend seyn sollen, so kann man jedenfalls erwarten, daß sie, an demselben Stern binnen wenigen Wochen mehrfach wiederholt, diese Differenz $W - O$ immer von *gleichem Zeichen* geben werden. Darauf freilich muß man von vornherein rechnen, ihre absolute Größe *wechselnd* zu finden wegen der Beobachtungsfehler. *Statt dessen ist jedoch bei jedem der beobachteten Sterne an verschiedenen Abenden die kritische Differenz bald positiv, bald negativ gefunden*; und zwar meistens ohne daß die Anzahl der Differenzen mit dem einen Vorzeichen von der Anzahl der Differenzen mit dem andern Zeichen wesentlich überwogen wird. *Demnach scheint es, als habe derselbe Stern heute Licht von stärkerer, morgen Licht von schwächerer Brechbarkeit, als das Licht einer ruhenden Lichtquelle.* Es kommt hinzu, daß für denselben Stern der größte beobachtete positive Werth dieser Differenz ebenfalls nicht sehr verschieden zu seyn

pflegt von dem größten beobachteten negativen, wie folgende Zusammenstellung aller derjenigen von Klinkerfues in den Götting. gelehrten Anzeigen mitgetheilten Beobachtungen lehrt, die mit dem Apparat in seiner vollendetsten Gestalt angestellt wurden.

Stern.	Größte + Diff.	Größte - Diff.
η Cassiopeae	+ 0,334	- 0,370
μ Cassiopeae	+ 0,284	- 0,267
φ Cassiopeae	+ 0,263	- 0,261
1 Persei	+ 0,149	- 0,228
4 Persei	+ 0,123	- 0,321
7320 B. A. C.	+ 0,176	- 0,132
61' Cygni	+ 0,411	- 0,201

Zwischen den hier angegebenen Extremen der Differenz sind nun bei demselben Stern die allerverschiedensten zwischenliegenden, positiven wie negativen, Werthe beobachtet. Auch kommt es vor, daß der schließliche Mittelwerth der Differenz gerade das entgegengesetzte Zeichen hat, als die größte beobachtete Differenz.

Wenn man nun aus allen Beobachtungen eines Sterns das Mittel nimmt (nachdem man noch jede einzelne Beobachtung mit dem ihr zukommenden relativen Gewicht, wie es sich aus der Fädenübereinstimmung ergibt, multiplicirt hat), so ergibt sich freilich nicht gerade 0, sondern eine positive oder negative Zahl als Werth der Differenz $W - 0$, aber die Größe des wahrscheinlichen Fehlers, welche K für jedes dieser Endresultate angiebt, kommt fast stets der Größe der kritischen Differenz selbst ganz nahe, wo sie nicht dieselbe gar noch übersteigt! Eine Zusammenstellung sämmtlicher Mittelwerthe aus den mit dem verbesserten Apparat angestellten Beobachtungen der kritischen Differenz nebst dem jedesmaligen wahrscheinlichen Fehler spricht deutlich genug.

4 Persei	— 0,0
7320 B. A. C.	— 0,0
61 Cygni	0,07

Eigentlich sind es nur zwei Sterne: φ C α Tagen des 20. Nov. und 1 Persei, bei denen scheinliche Fehler *erheblich kleiner* als die Differenz $W - O$ zeigt. Bei φ Cassiopea ist zu sehen, dass seine Beobachtungen willkürlich in getrennt sind; würde man alle zusammenfassen, allen anderen Sternen geschehen ist, so würde der Werth der Differenz sich nicht so viel größer scheinliche Fehler zeigen, laut den Angaben in Epoche. *Somit bleibt von allen Beobachtungen nämlich die von 1 Persei, welche K. mit einer Sicherheit für seine Ansicht anführen kann.* In einem Fall aber kann man unmöglich schon sich bauen wollen. Wer weiß, was hierbei für eine Wirkung wirkt haben!

Aus der vorstehenden Discussion der Beobachtungen scheint uns hervorzugehen, dass sie bis jetzt in einem Stande sind, die neue Ansicht über den Einfluss der Lichtquelle auf die Beobachtung

In der ersten Abhandlung über diesen Gegenstand¹⁾ giebt K. folgenden vorläufigen Beweis:

Die Gleichung der transversalen Bahn, welche ein Aethertheilchen beschreibt, ist bekanntlich

$$y = a \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda} [\nu t - x + X],$$

worin λ die Wellenlänge der Lichtquelle, X ihre Abscisse, x die Abscisse des Aethertheilchens, a seine Amplitude, ν die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Lichterschütterung im Aether. Schreitet nun die Lichtquelle mit gleichförmiger Geschwindigkeit in der Richtung zum oder vom Beobachter vorwärts, so ist $X = gt$, wo g die Geschwindigkeit dieses Fortschreitens bedeutet, und man hat jetzt:

$$y = a \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda} (\nu t - x + gt) = a \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda} [(\nu + g)t - x]$$

Diese Gleichung ist nach K. so zu interpretiren: Die Geschwindigkeit der Bewegung einer Phase ist jetzt $\nu + g$ geworden statt der gewöhnlichen ν bei ruhender Lichtquelle. Die Wellenlänge λ ist unverändert geblieben. Weil nun der relative Brechungsindex zweier Medien nichts Anderes ist als das Verhältniß der Geschwindigkeit der Phasen in beiden Medien, so ist er jetzt $= \frac{\nu + g}{\nu' + g}$ statt des gewöhnlichen $\frac{\nu}{\nu'}$ (ν' die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Erschütterung im zweiten Medium.)

So bestechend diese Schlußweise auf den ersten Anblick erscheint, so ist sie doch durchaus nicht stichhaltig. Denn man könnte mit genau demselben Rechte in der mathematischen Umformung noch einen Schritt weiter gehen und so schließen:

$$y = a \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda} [(\nu + g)t - x] = a \cdot \sin \frac{2\pi}{\left(\frac{\nu}{\nu + g}\right)\lambda} \left(\nu t - \frac{\nu}{\nu + g} x\right)$$

1) Astronomische Nachrichten. 1865; No. 1538, S. 17 bis 24. Klinkerfußes: Einfluß der Bewegung der Lichtquelle auf die Brechung des Strahles.

Diese Gleichung könnte man dann so interpretiren: *Die Wellenlänge ist ein andere geworden, nämlich $\frac{v}{v+g} \cdot \lambda$ statt λ , und der Strahl scheint jetzt von einer Lichtquelle in der Entfernung $\frac{v}{v+g} x$ zu kommen.* Diese Interpretation wäre aber das Gegentheil der vorigen!

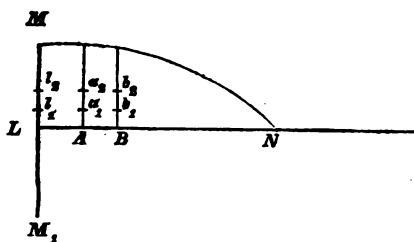
Uebrigens hält Hr. K. selbst diesen Beweis nicht für ausreichend, sondern giebt in einer folgenden umfangreichen Abhandlung¹⁾ einen völlig andern, indem er auf die Fundamente der Wellentheorie zurückgeht und eine ganz neue Anschauung von der Wellenbildung zu begründen sucht. Hier müssen wir ihm tiefer folgen. Zuerst wird der Fall der *ruhenden* Lichtquelle betrachtet. Lichtquelle sey ein oscillirender Punkt, der einen homogenen, geradlinig polarisirten, Lichtstrahl erzeugt. Eine einzige Welle aus dem ganzen Wellenzuge wurde herausgegriffen und ihre Entstehung untersucht. Nach K. kann sie angesehen werden als hervorgegangen aus *unendlich vielen Wellen von unendlich kleiner Amplitude, aber mit einer Wellenlänge, die bei allen gleich und auch der schließlichen Wellenlänge gleich ist.* Durch Superposition dieser Wellen bildet sich die endliche Welle, welche demgemäß durch ein bestimmtes Integral darzustellen ist. Wo kommen aber die Elemente dieses Integrals, d. h. die Wellen von unendlich kleiner Amplitude und *endlicher* Wellenlänge her? Nach Klinkerfues' Ansicht werden alle während *einer* Oscillation der Lichtquelle von dieser erzeugt; nämlich ein Hin- und Hergang des leuchtenden Punktes kann als aus unendlich vielen, unendlich kleinen, Stößen bestehend angesehen werden; jeder dieser Stöße soll nun eine solche Elementarwelle (oder partikuläre Welle, wie sie K. nennt) hervorbringen. Dafs dies wirklich seine Ansicht ist, geht aus der mathematischen Einleitung dieses Gedankens (p. 344) evident hervor: es wird aber auch vorher hinreichend deutlich ausgesprochen. »Es ist von wirklicher Evidenz (!), dafs eine Bewegung von sol-

1) Astronomische Nachrichten. 1866; No. 1582 bis 1583, S. 337 bis 366.

Klinkerfues: Untersuchungen aus der analytischen Optik etc.

der Art, welche zum Hervorbringen eines Strahles geeignet ist, diese Eigenschaft schon im ersten Augenblick besitzt, in welcher sie auf ein Aethertheilchen einwirkt, und daß sie demnach auch sogleich eine der lebendigen Kraft entsprechende Welle hervorbringt.« (a. a. O. S. 342). Ferner in der Anmerkung zu S. 343: »Auch der kleinste Theil einer Curve behält immer noch deren Charakter. Der während der Zeit dt ausgeübte Stoß prägt, trotz der Kürze der Zeit, der Bewegung des Aethertheilchens den Charakter der Wellenbewegung von bestimmter Schwingungsdauer auf.« Es ist wunderbar, daß dieser Fundamentalsatz der Theorie in eine Anmerkung verwiesen und nirgends im Texte so klar ausgesprochen ist.

Daß diese Anschauung der Natur nicht entsprechen kann, lehrt eine kurze Erinnerung an die gewöhnliche Theorie der Wellenbildung. (Vergl. d. Fig.) Lichtquelle sey der hin- und herschwingende Punkt L , welcher in M und M_1 seine größte Elongation erreicht. Wir zerlegen nun seine ganze einmalige Schwingung in einzelne Stöße: der erste treibt L bis l_1 , der zweite treibt den Punkt l_1 nach l_2 usw.



Nachher kommen Stöße, welche den Punkt von der äußersten Elongation M wieder zurück über L hinaus bis M_1 treiben; und dann wieder bis L , womit eine Schwingung vollendet ist. Was geschieht

unterdessen im umgebenden Aether? Sobald L nach l_1 getrieben ist, zieht es das benachbarte Aethertheilchen A etwa gleich hoch, bis a_1 , hinauf; dieses wirkt dann auf sein Nachbartheilchen B ebenfalls, so daß es nach b_1 steigt u. s. f. Inzwischen ist aber L schon bis l_2 fortgeschritten, also zieht es A ebenfalls weiter hinauf bis a_2 , dieses wirkt ebenso auf sein Nachbartheilchen B u. s. f. Wenn L eben nach M gekommen ist, ist A noch nicht ganz so hoch aufgestiegen, B noch weniger u. s. f. In einiger Entfernung, bei N ,

wird sich ein Aethertheilchen finden, welches eben erst aufzusteigen im Begriff ist, weil der erste Stoß L_1 sich jetzt erst bis zu ihm fortgepflanzt hat. *Ehe L nicht bis M gekommen ist (welchen Weg es ohne Rückwärtsprünge zurücklegt), hat auch keins der Nachbartheilchen A, B, \dots eine andere Bewegung gehabt als eine aufsteigende, so daß von einer vollständigen Welle (auch von noch so kleiner Amplitude) bis jetzt noch gar keine Rede ist; und doch ist schon ein Viertheil aller unendlich vielen Stöße, welche eine Oscillation des leuchtenden Punktes zusammensetzen, vorüber. Es ist nicht nöthig, auf dieselbe Art den Weg des Punktes L noch weiter zu verfolgen und zu zeigen, wie sich dadurch das bis jetzt erst fertige Viertel der Welle zu einer ganzen Welle vervollständigt.*

Es war nöthig, diese bekannte Betrachtung hier so ausführlich zu wiederholen, damit es recht auschanlich werde, *daß ein einzelner Stoß keine Welle von endlicher Länge erzeugt, sondern daß zum Entstehen einer solchen — Stöße nach der einen und auch nach der anderen Seite erforderlich sind.* Die Welle von der bestimmten Wellenlänge ist oben nicht eher fertig, als bis der leuchtende Punkt eine ganze Oscillation vollendet hat. Ob, in demselben Medium, eine lange oder kurze Welle entsteht, hängt (bei gleicher Amplitude) nur von der Geschwindigkeit der Oscillationsbewegung des leuchtenden Punktes ab. Diese Geschwindigkeit ist bei jedem einzelnen Stoße von L verschieden, sie wird ja bei M sogar $= 0$, also kann die Geschwindigkeit des einzelnen Stoßes unmöglich der entstehenden Bewegung des benachbarten Aethers den Character der Wellenbewegung von bestimmter Schwingungsdauer aufprägen, wie *K. will.*

Etwas Anderes als das eben Widerlegte kann aber *K.* nicht gemeint haben, wenigstens müßten wir dann seinen ganzen Gedankengang vollständig mißverstanden haben. Mit dieser Ansicht von dem Bestehen der einzelnen Welle aus unendlich vielen Partikularwellen und der daraus folgenden Darstellung der Wellenbewegung als Integral im Fall der

nicht fortschreitenden Lichtquelle fällt nun auch die entsprechende Aufstellung dieses Integrals für den Fall der bewegten Lichtquelle, so daß damit die Theorie ihren Halt verloren hat.

Um aber möglichst gewissenhaft zu verfahren, wollen wir das auf S. 349 der Hauptabhandlung ausgesprochene Resultat noch einer weiteren Untersuchung unterwerfen. Diefes Resultat lautet dahin, daß 1) die Wellenlänge des resultirenden Strahls durch die Bewegung der Lichtquelle (in der Richtung des Strahls) nicht geändert worden ist, daß aber 2) das Aethertheilchen in der resultirenden Welle seine Bahn in der Zeit $\frac{v}{v-g}T$ beschreibt, wo v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Erschütterung im Aether, g die Geschwindigkeit der Lichtquelle in der Richtung des Strahls, und T die Schwingungsdauer jedes Aethertheilchens für den Fall der ruhenden Lichtquelle, oder die Schwingungsdauer des leuchtenden Punktes selbst bedeutet.

Diesem Resultate zufolge hätte also bei bewegter Lichtquelle jedes Aethertheilchen in einer Welle von bestimmter Wellenlänge eine Schwingungsdauer, welche eigentlich in eine kürzere (oder längere) Welle gehört.

Um zu entscheiden, ob dies möglich sey, sollen beide Theile des Resultats untersucht werden; zunächst der zweite.

Die Schwingungsdauer des leuchtenden Punktes L sey T , d. h. T Secunden verfließen zwischen je zwei aufeinander folgenden Eintreten derselben Phase. Der leuchtende Punkt habe zunächst keine fortschreitende Bewegung. In der Entfernung x von ihm befinde sich ein Punkt P . Dann trifft dieselbe Phase in diesem Punkte P ein zu den Zeiten t , $t + T$, $t + 2T$, ..., wo $t = \frac{x}{v}$, wenn v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Erschütterung im Aether. Jetzt bewege sich die Lichtquelle L in der Richtung des Strahls mit der Geschwindigkeit g nach P hin. Dann verfließt in P nicht mehr die Zeit T zwischen dem zweimaligen Eintreffen derselben Phase, sondern das zweite Mal kommt dieselbe Phase

um soviel Sekunden früher an, als sie gebraucht haben würde, um die Strecke zu durchlaufen, welche, an ihre Statt, die Lichtquelle selbst durchlaufen hat. Letztere macht aber in 1 Secunde den Weg g , also während einer Schwingungsdauer des leuchtenden Punktes den Weg gT . Weil die Lichterschütterung in 1 Secunde den Weg g zurücklegt, macht sie die Strecke gT in $\frac{gT}{g}$ Sekunden. Also, da dieselbe Phase der zweiten Schwingung gT Weges weniger zu durchlaufen hat, um nach P zu gelangen, so kommt sie hier $\frac{gT}{c}$ Sekunden früher an, als da die Lichtquelle noch ruhte. War also die Zeit zwischen dem Eintreffen zweier gleichen Phasen in P bei ruhender Lichtquelle $= T$, so ist sie bei bewegter Lichtquelle $= T - \frac{gT}{c}$ oder $= \frac{v-g}{v} T$.

Also ist der zweite Theil des Resultats von R. richtig. Aber er mußte hier bewiesen werden, weil K. den Beweis nirgends giebt, sondern ihn als selbstverständlich ansieht.

Diese veränderte Schwingungsdauer des einzelnen Theilchens soll nun, nach dem ersten Theil des obigen Resultats, die Wellenlänge nicht beeinflussen!

Der von K. dafür gegebene Beweis ist falsch, denn er beruht auf der Darstellung der Wellenlänge durch jenes bestimmte Integral; was oben schon als unzulässig nachgewiesen wurde. Aber auch außerdem kann man sich von der Unmöglichkeit dieser Behauptung überzeugen. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichts geschieht von Theilchen zu Theilchen; fernwirkende Kräfte spielen keine Rolle bei derselben, sondern nur Kräfte, die in nächster Nähe wirken. Also hängt die Bewegung eines Aethertheilchens nur ab und wird völlig bestimmt durch die Bewegung seiner nächsten Nachbartheilchen. Hat also der vorhin erwähnte Punkt P eine Bewegung, deren Schwingungsdauer $= \frac{v-g}{v} T$ ist, so kann man, wenn man untersuchen will, was für Wellen neben ihm entstehen werden, von der Lichtquelle L und allem anderen zwischen L und P Befindlichen

Öhlig abstrahiren, denn an dieses nur wirkt *Soroh P* hindurch auf die jenseits *P* liegenden Punkte; mit anderen Worten: *Ihr dadurch*, daß sie die Bewegung von *P* beeinflusst, hat die Lichtquelle *L* Einfluss auf die jenseits *P* liegenden Punkte, aber keineswegs einen directen Einfluss. Also ist *es so gut, als habe man einen leuchtenden Punkt P mit der Schwingungsdauer* $\frac{v-\xi}{v} \cdot T$, und weiter nichts! Die Wellen, die dieser erzeugt, sind kürzer als die Wellen, die zur Schwingungsdauer *T* gehören; kurz: *Schwingungsdauer und Wellenlänge gehören unabänderlich zusammen, mag nun die Lichtquelle L eine bewegte oder ruhende seyn.*

Aus den vorhergehenden Betrachtungen erhellt auch, daß *man die Wellenbewegung, welche bei fortschreitender Lichtquelle im umgebenden Aether entsteht, nicht als durch eine kontinuierliche Interferenz von Wellen gleicher Wellenlänge hervorgegangen ansehen kann, wie es K. thut* (cf. Astron. Jahrb. No. 1538, Jahrgang 1865), wobei dann freilich die Wellenlänge ungeändert bleiben würde. *Interferenz findet hier gar nicht Statt: dazu würde doch gehören, daß zwei Wellenzüge von gleicher Wellenlänge ihrer ganzen Ausdehnung nach aufeinander fielen, wobei sie sich dann zu einem resultirenden Wellenzuge von derselben Wellenlänge zusammensetzen würden.* Zwei solche ihrer ganzen Länge nach zusammenfallende Wellenzüge sind nun im vorliegenden Falle gar nicht vorhanden. Denn, wenn man den leuchtenden Punkt an irgend einer Stelle seines Weges als erste Lichtquelle, denselben Punkt an einer späteren Stelle seines Weges als zweite Lichtquelle ansehen wollte, so fallen freilich die von diesen zwei Punkten ausgehenden Strahlen in dieselbe Richtung; aber die beiden Punkte senden nicht *Wellenzüge* aus, ja es führt nicht einmal eine einzige ganze Welle von einem der beiden Punkte her, sondern der Punkt erzeugt in jeder Lage nur einen beschränkten Theil einer Welle und setzt in der nächsten Lage die Bildung der Welle fort. Dieser Vorgang ist von der Interferenz völlig verschieden; *von vornherein*

bilden sich kürzere oder längere Wellen, als die ruhende Lichtquelle aussenden würde.

Es kann also durch Bewegung der homogenen Lichtquelle sehr wohl eine Farbenänderung eintreten, aber *nicht ohne gleichzeitige Aenderung von Schwingungsdauer und Wellenlänge*. Besäße also ein Stern dasselbe Licht wie die Sonne, wäre aber in starker Bewegung begriffen, und man beobachtete ihn durch ein gewöhnliches, *nicht achromatisches*, Prisma, so müßten sich die dunklen Linien des Spectrums ein wenig gegen ihre Lage im Sonnenspectrum verschoben zeigen; und aus der Größe dieser Verschiebung könnte man dann auf die Geschwindigkeit des Sternes schließen.

Der Beweis, den K. für seine Behauptung gegen Doppeler führt, ist nach dem Vorhergehenden durchaus nicht stichhaltig. Dies ist unsere wissenschaftliche Ueberzeugung. Sollte indessen in der vorstehenden Argumentation irgend ein Fehler aufgedeckt werden können, und sollte es gelingen, die K.'sche Ansicht als richtig zu erweisen, so hätten unsere Bemerkungen wenigstens dazu gedient, die Erkenntniß der Wahrheit befestigen zu helfen.

Königsberg, im Mai 1867.

VI. *Ueber die Eigenschaft des Iodsilbers, sich in der Wärme zusammenzuziehen und in der Kälte auszudehnen; von Hrn. H. Fizeau.*

(Compt. rend. T. LXIV, p. 314 et 771.)

Im Verfolg der mehrmals der Akademie vorgetragenen Untersuchungen über die Ausdehnung verschiedener starrer Körper durch die Wärme bin ich dahin geführt worden, mehre zur wohlbekanntten Gruppe der Metall-Chloride, -Bromide- und Iodide gehörigen Verbindungen, deren physikalische und chemische Eigenschaften bekanntlich so große

Analogien darbieten, der Beobachtung zu unterwerfen und mit einander zu vergleichen. Es war zu vermuthen, daß die Ausdehnungs-Erscheinungen, an diesen Körpern studirt, gewisse gemeinsame Charaktere und neue Analogien zeigen würden, die vielleicht auf die Gesetze und die Theorie dieser Ordnung von Erscheinungen einiges Licht werfen könnten.

Diese Vermuthungen haben sich für die meisten der zur besagten Gruppe gehörenden Substanzen in merkwürdiger Weise bestätigt. Es sind namentlich die Chloride von Kalium, Natrium, Ammonium und Silber, die Bromide von Kalium und Silber, endlich die Iodide von Kalium, Quecksilber, Blei und Cadmium, welche den gemeinschaftlichen Charakter darbieten, daß sie sämtlich eine beträchtliche Volumsvergrößerung durch die Wärme erleiden, eine Vergrößerung, die selbst die der ausdehnksamsten Metalle, wie Zink und Blei, übertrifft und sich wenig von der der arsenigen Säure entfernt¹⁾. Weiterhin wird man die Ausdehnungscoefficienten mehrerer dieser Substanzen angeben finden.

An alle diese, durch ihre große Ausdehnbarkeit so merkwürdigen Körper reiht sich jedoch einer, der vermöge seiner Zusammensetzung und seiner Hauptkennzeichen immer zu der obigen Gruppe gerechnet worden ist, der sich aber in Bezug auf Ausdehnbarkeit in entschiedenster Weise von ihr sondert: das ist das Iodsilber, wohl bekannt durch die Rolle, welche es bei Erfindung der Photographie gespielt hat, und in 100 Theilen aus 54,02 Iod und 45,98 Silber besteht.

Das Iodsilber besitzt nicht nur die große Ausdehnbarkeit der verwandten Substanzen nicht, sondern zeigt auch in dieser Beziehung einen eben so vollständigen, als unerwarteten Contrast. Es scheint nämlich aus mannigfaltigen Versuchen aufs sicherste hervorzugehen, daß das Iodsilber die Eigenschaft besitzt, bei steigender Temperatur sich zusammenzuziehen oder sein Volum zu verringern, und bei abnehmender zu vergrößern. Diefes Phänomen bleibt zwischen den Grenzen -10° und $+70^{\circ}$ C. vollkommen regelmäßig

1) *Compt. rend. T. LXII, p. 1133* (Ann. Bd. 128, S. 588).

und *continuirlich*. Dabei ist bemerklich zu machen, daß das Iodsilber erst in einer hohen Temperatur (gegen 400° C.) schmilzt, so daß die Erscheinung nicht den Unregelmäßigkeiten zugeschrieben werden kann, welche etwa in der Nähe der Temperatur der Aggregatveränderung auftreten möchten. Die Vorgänge sind übrigens wohl constant und während des Erhitzens und Erkaltens genau umgekehrt.

Die Ausdehnung des Iodsilbers muß also durch einen negativen Coëfficienten ausgedrückt werden, wenigstens für das ganze Temperatur-Intervall von -10° bis $+70^{\circ}$ C. Ueberdies steigt zwischen diesen Gränzen der numerische Werth des Coëfficienten mit zunehmender Temperatur bedeutend, so daß die Contraction immerfort wächst.

Die Beobachtungen wurden nach der Methode und mit dem Instrumente angestellt, deren Details ich schon hinreichend beschrieben habe ¹⁾. Ich habe hier also nur die Hauptresultate der Versuche beizubringen, die zur Feststellung des besagten Phänomens dienen.

Die ersten Versuche wurden mit einem zuvor geschmolzenen Iodsilber angestellt. Bekanntlich erhält man dasselbe leicht in großer Reinheit, wenn man eine Lösung von Iodkalium in eine von salpetersaurem Silberoxyd schüttet; es fällt dabei in Gestalt eines unlöslichen, hellgelben Pulvers nieder, welches sich am Lichte langsam schwärzt. Um es geschmolzen zu erhalten, braucht man es nur, nachdem es gewaschen und getrocknet worden ist, in einem glasurten Porzellantiegel langsam zu erhitzen, wobei es sich immer mehr røthbraun färbt und endlich gegen 400° C. zu einer dunkelbraunen, sehr beweglichen Flüssigkeit schmilzt. Die geschmolzene Substanz kann in kleine, zuvor erwärmte Porzellanformen ausgegossen werden, worin sie zu einer compacten, sehr dichten und zuweilen zersprungenen Masse besteht. Die Structur ist feinkörnig krystallinisch, die Härte unbedeutend, die Consistenz analog der des Chlorsilbers, aber fester. Beim Erkalten nimmt die Substanz ihre gelbe wachsähnliche Farbe wieder an, die sich aber zuweilen ins

1) *Compt. rend. T. LXXII. p. 1133. (Ann. Rd. 128, S. 571.)*

Grünliche oder Orange zieht. Sie ist am Lichte fast unveränderlich. Gepulvert hat die Masse eine sehr reine hellgelbe Farbe. Sie kann leicht in verschiedenen Richtungen zerschnitten werden, und die Schnittflächen sind einer hohen Politur fähig, deren Glanz kaum der des Diamanten nachsteht. Die Dichtigkeit des geschmolzenen¹⁾ Iodsilbers bei 0° ist nach Hrn. H. Saint-Claire Deville = 5,687.

Das Iodsilber kommt fertig gebildet in der Natur vor. Zuerst von Vauquelin unter mexikanischen Mineralien erkannt, wurde es seitdem von Hrn. Domeyko an verschiedenen Orten in Chile, namentlich zu Chañareillo aufgefunden. Eine Analyse, gemacht von Hrn. Damour an einer Probe von letzterem Ort, gab 54,03 Iod und 45,72 Silber.

Die Krystallform dieses Minerals, anfangs für cubisch, später für rhombisch gehalten, ist zuletzt von Hrn. Des Cloizeaux i. J. 1854 als zu einem regulären Hexagonalprisma gehörend erkannt worden, begabt mit einer sehr deutlichen Spaltbarkeit parallel der Basis, und endigend in einer sechsseitigen Pyramide. Die Dichtigkeit fand Hr. Damour anfangs zu 5,707, später an sehr reinen Exemplaren zu 5,677 bei 14° C.

Bekanntlich ist es Hrn. H. Saint-Claire Deville in der jüngsten Zeit gelungen, schöne Krystalle dieser Substanz künstlich zu erzeugen, indem er eine Silberplatte in eine schwefelwasserstoffsaure Lösung des Silberiodids tauchte. Diese Krystalle sind sehr glänzend, durchsichtig und von bläulich-schwefelgelber Farbe. Seitdem hat das Studium dieser Substanz in krystallinischer Form weiter getrieben werden können als an den immer sehr kleinen und sehr seltenen natürlichen Krystallen.

In der Zusammensetzung und Krystallform sind diese künstlichen Krystalle identisch mit den natürlichen; ihre Dichte ist auch fast dieselbe, beträgt nach Hrn. Damour 5,669 bei 14° C. Nach Hrn. Des Cloizeaux sind die optischen Eigenschaften genau die eines Krystalls mit einer

1) d. h. natürlich, wie in diesem ganzen Aufsatz: geschmolzen geschieden.

einzig optischen Axe und positiver Doppelbrechung, die für die beiden Strahlen sehr wenig verschieden ist; man beobachtet nämlich mit dem Polarisations-Mikroskop in Richtung der Axe das charakteristische schwarze Kreuz und sehr breite Ringe. Den Brechungs-Index des ordentlichen Strahls für Gelb fand dieser geschickte Beobachter $= 2,23$, den außerordentlichen Index ein wenig größer, doch sehr wenig verschieden. Diese Zahl stimmt gut überein mit dem mittleren Index des amorphen Iodids, den ich nach dem Polarisationswinkel beinahe $= 2,246$ gefunden hatte¹⁾. Hr. H. Sainte-Claire Deville hat nach seiner Methode mehrere merkwürdige Krystalle dargestellt. Einer derselben, etwa 3 Grm. wiegend und von ihm in der *École de mines* niedergelegt, ist mir anvertraut worden. Durch diese außerordentliche Gefälligkeit ist es mir möglich gewesen, an dem hexagonalen Grundprisma die Längenveränderungen nach verschiedenen Dimensionen des Krystalls genau zu untersuchen.

Zunächst will ich die Resultate beibringen, die mir Stücke von geschmolzenem Iodsilber lieferten, welche nach dem Erstarren vier Stunden lang bei 100° C. angelassen wurden, und um eine genaue Idee von dem Gange der Versuche und Rechnungen zu geben, will ich die numerischen Data einer vollständigen Beobachtung in Detail anführen:

Aus einem kleinen Stück von etwa 20 Grm. wurde ein Cylinder gebildet mit zwei ebenen, einander parallelen und polirten Endflächen; seine Dicke e betrug $13^{\text{mm}},685$. Er wurde auf den platinenen Dreifuß des Apparats gesetzt und mit der oberen Glasplatte bedeckt, die feste Visirpunkte trug. Es erschien auf seiner Oberfläche ein System sehr glänzender Fransen oder Ringe, als man es mit gelbem Licht beleuchtete. Der Abstand der Glasebene von der Fläche des Iodids war $s = 0^{\text{mm}},02$. In diesem Zustand wurde der Dreifuß in die Mitte des Apparats gebracht, die beleuchtende Lampe zweckmäßig gestellt und die beiden concentrischen Oefen geschlossen. Man sah alsdann mittelst des ersten

1) *Compt. rend.* 1861, T. LII, p. 273 (Ann. Bd. CXVI, S. 486).

Fernrohrs des Instruments durch die beiden Glasfenster der Oefen die Oberfläche des Iodids mit Fransen bedeckt und die Visirpunkte auf dieselben projicirt. Nach mehren Stunden, als das Temperatur-Gleichgewicht sich wohl eingestellt hatte, beobachtete man mittelst des zweiten Fernrohrs die beiden innern Thermometer. Die Temperatur fand sich $t = 15^{\circ},506$. Mittelst des ersten Fernrohrs bestimmte man die Lage von zehn Visirpunkten, dabei die Zehntel der Franse schätzend, gezählt vom benachbarten äußern oder vom Centrum der Ringe entferntesten schwarzen Ring. Alsdann zündete man die zur Erhitzung des Apparats dienenden Lampen an und schaute durch das erste Fernrohr; man sah die Fransen sich bewegen, sich dem Centrum der Ringe nähern d. h. eine centripetale Bewegung ausführen (der Sinn dieser Bewegung zeigt an, daß die Substanz sich weniger ausdehnt als das Platin: die Anzahl der verschobenen Fransen muß also in der Rechnung mit dem $-$ Zeichen genommen werden). Man notirte successive jede Franse die durch einen selben Visirpunkt ging und fand die Anzahl der verschobenen Fransen, als die Temperatur das Maximum erreicht hatte, welches die Lampen geben konnten, fast genau $= 21$. Nachdem die Bewegung der Fransen fast Null geworden, ließ man das Temperaturgleichgewicht sich mehre Stunden lang vollständig herstellen. Dann machte man den zweiten Theil der Beobachtung d. h. man bestimmte die Lage von zehn Visirpunkten, aber diesmal gerechnet vom benachbarten inneren oder dem Centrum nächsten Ring. Endlich wurde die Temperatur $t' = 59^{\circ},71$ gefunden. Das Mittel aus zehn Fransen-Brüchen, hervorgehend aus scheinbaren Maximal- und Minimal-Excursionen von zehn Visirpunkten, gab 0,94.

Man hatte also in Wirklichkeit für die Zahl der verschobenen Fransen $f = -20,94$. Die Temperaturdifferenz, welche diesen Effect hervorbrachte, ist $t' - t = 44^{\circ},204$. Der mittlere Grad $\frac{1}{2}(t' + t)$ oder $\vartheta = 37^{\circ},61$.

Für diesen mittleren Grad ist die Ausdehnung der Schraube des platinern Dreifusses¹⁾

$$\alpha'_{\vartheta} = +0,000068206.$$

1) *Compt. rend. T. LXII, p. 1189 (Ann. Bd. 128, S. 579).*

Da überdies die Wellenlänge des gelben Natrienspektrals $\lambda = 0,0005893$, so findet man den Werth der linearen Ausdehnung der Substanz für einen Grad in der Nähe von $\theta = 37,61$ C. mittelst der Formel:

$$\alpha_{\theta} = \frac{\frac{1}{2} \lambda + \alpha'_{\theta} [(e + \theta) (\theta - e)]}{e(\theta - e)}$$

Nach angeführten Rechnungen ergibt sich aus obiger Beobachtung der Ausdehnungscoefficient des Isobutyls

$$\alpha = -0,000001357.$$

Fünf ähnliche Beobachtungen, bei anderen Temperaturveränderungen und Mittelgraden angestellt, ergaben:

$t - t_0$	θ	α
15,782	23,40	-0,000001117
27,367	29,30	-0,000001222
26,818	29,48	-0,000001151
44,304	37,61	-0,000001357
16,817	51,30	-0,000001578.

Folgende vier Beobachtungen wurden an demselben Stück angestellt, nachdem es in winkerechter Richtung gegen die frühere zerschnitten worden. Sie zeigen, daß die Contractionsphänomene nicht einer allgemeinen Orientirung von Krystalltheilchen, die sich nur in gewissen Richtungen zusammensetzen, zugeschrieben werden darf:

$t - t_0$	θ	α
10,537	15,06	-0,000001095
22,367	18,63	-0,000000991
43,780	29,35	-0,000001262
36,298	42,08	-0,000001444.

Zu den beiden letzten Beobachtungen endlich setzte ein anderes, kleineres Stück:

$t - t_0$	θ	α
17,905	24,43	-0,000001225
24,964	45,51	-0,000001341.

Diese elf Bestimmungen gaben sämtlich einen negativem Coefficienten und zeigten überdies, daß die Contraction wirklich stärker ist in dem Maße als man zu höheren Temperaturen übergeht.

Ich reducirte sie, wie es bei den früher studirten Substanzen geschehen ist, auf den mittleren Grad $\vartheta = 40^\circ \text{ C.}$, welcher beinahe die mittlere Temperatur bei den Beobachtungen repräsentirt und zugleich den Punkt, bei welchem die Genauigkeit am größten gewesen seyn muß. Die Veränderung des Coëfficienten $\frac{\Delta \alpha}{\Delta \vartheta}$ wurde berechnet, indem die Differenz der Coëfficienten durch die Differenz der entsprechenden mittleren Grade dividirt wurde. Ihr Werth ist ziemlich unsicher, weil die Beobachtungsfehler einen bedeutenden Einfluß auf die zu seiner Berechnung dienenden Differenzen haben.

Zusammengefaßt führen diese Messungen zu folgendem Werth für den negativen Coëfficienten der linearen Ausdehnung des Iodsilbers für einen Grad:

$$\alpha_{\vartheta=40}^{\text{lin}} = -0,00000139 \quad \frac{\Delta \alpha}{\Delta \vartheta} = -1,4.$$

Der Werth dieser Contraction, welche für 100 Grade ungefähr $\frac{1}{7600}$ ist, entspricht beinahe $\frac{1}{2}$ der Ausdehnung des Platins. Diefs ist eine GröÙe, die mir durch das bekannte Verfahren des Hebelcomparators nachweisbar zu seyn schien. Zu dem Ende wurde ein cylindrisches Stück Iodsilber von 23 Mllm. Länge bis 50° C. erwärmt und darauf schnell auf einen empfindlichen Comparator gesetzt; es zeigte beim Erkalten eine sichtbare Verlängerung. Dann wurde es in einem Kältegemisch auf -10° C. abgekühlt, und noch kalt auf den Comparator gesetzt, wo es sich allmählich bis auf die umgebende Temperatur erwärmte; der Zeiger des Instruments ging nun um eine kleine GröÙe in umgekehrter Richtung wie vorhin, und folglich hatte die Erwärmung eine Verkürzung der Substanz hervorgebracht¹⁾.

1) Wenn das beobachtete Phänomen sich oberhalb und unterhalb der Temperaturgränzen, zwischen welchen es nachgewiesen wurde, nach demselben Gesetze verändert, so ergeben sich daraus interessante Folgerungen, die ich indess hier nicht entwickeln kann. Ich will nur bemerken, daß in dieser Hypothese das Iodsilber gegen -60° C. ein Maximum des Volums d. h. ein Minimum der Dichtigkeit ~~sein~~ haben zu müssen. Ich will auch hinzufügen, daß das Phänomen der Con-

Ich hielt es nicht für überflüssig zu untersuchen, ob nicht diese seltsame Eigenschaft vielleicht nur eine vorübergehende des frisch geschmolzenen Iodsilbers sey. Zu dem Ende wurde eine, zuerst am 10. Jan. beobachtete Stange, vierzehn Tage lang abwechselnd vielen Erwärmungen und Erkaltungen ausgesetzt, dann am 21. Febr. wieder vorgenommen, abermals mehrere Stunden lang bei 100° C. angelassen und darauf von Neuem auf den Dreifufs gesetzt. Sie zog sich aber wie bei der ersten Beobachtung zusammen, genau um dieselbe Gröfse bei derselben Temperatur-Erhöhung.

Ich habe nun von den Beobachtungen an dem krystallisirten Iodsilber zu sprechen. Sie wurden an dem so merkwürdigen Krystall gemacht, welchen, wie erwähnt, Hr. H. Sainte-Claire Deville dargestellt hat.

Gegenüber den Resultaten am geschmolzenen Iodid, welches offenbar aus einem Haufwerk von Krystalltheilchen in allen möglichen Richtungen besteht, begreift man ganz, welches Interesse die Untersuchung isolirter Krystalle dieser Substanz haben werde. In der That müssen diese Krystalle als zum hexagonalen Systeme d. h. zu einem Systeme mit einer Haupt-Symmetrie-Axe gehörig, zwei verschiedene

traction durch Wärme, von welchen ich vorausgesetzt hatte, daß es beim Smaragd, Kupferoxydul und Diamant in niederen Temperaturen existire, künftig weniger paradox erscheinen wird. Man hat bei dieser Gelegenheit verschiedene Thatsachen citirt, die mir nicht zu dieser Klasse von Erscheinungen zu gehören scheinen, zunächst die Zusammenziehung der Thoncyliner in dem Pyrometer von Wedgewood; dies ist ein einfaches Phänomen von bleibender Zusammensinterung durch Austrocknung oder durch unvollständige Schmelzung der Bestandtheile des Thons in hoher Temperatur; allein in Wirklichkeit dehnt sich der Thon durch Wärme aus wie die übrigen Körper. Zweitens zeigt das Wismuth im Moment der Schmelzung allerdings eine Contraction; allein dies ist eine von der Aenderung des Aggregatzustandes abhängige Erscheinung; in Wirklichkeit besitzt das Wismuth einen positiven Ausdehnungscoefficienten, einen viel größeren als das Platin. Endlich zeigt das Kautschuck sehr sonderbare Wärme- und Kälte-Erscheinungen, sobald seine Form-Elasticität ins Spiel gesetzt wird; allein in Wirklichkeit besitzt es eine sehr bedeutende positive Ausdehnung, eine selbst größere als die arsenige Säure und das Steinsalz, d. h. eine größere als alle Metalle.

Haupt-Ausdehnungen darbieten, eine in Richtung der Symmetrie-Axe und eine in winkelrechten Richtungen darauf. Und man konnte glauben, daß die mittlere Ausdehnung, die unter einem Winkel von $54^{\circ} 44'$ gegen die Axe beobachtete, wenig verschieden seyn werde von der der geschmolzenen Substanz oder wenigstens ein ähnliches Phänomen darbieten müsse. Folgendes waren die Resultate der Beobachtungen:

1. Nach der Richtung der Axe, einer Richtung, die durch die Normale auf sehr deutlichen Blätterdurchgang wohl bestimmt war, beobachtete ich eine sehr bedeutende Contraction oder negative Ausdehnung durch die Wärme und eine sehr deutliche Zunahme derselben mit Erhöhung der Temperatur. Acht vollständige Beobachtungen, gemacht an einem Krystall von $6^{\text{mm}},609$ Dicke, lieferten folgende zwei Constanten

Erste Richtung (parallel der Axe)

$$\alpha_{\phi=40} = -0,000003966; \quad \frac{d\alpha}{d\phi} = -4,27.$$

2. Winkelrecht zur Krystallaxe. Diese Richtung konnte nicht so genau wie die vorhergehende erhalten werden. Goniometrische Messungen zeigten, daß die erstere bis auf 3 Minuten richtig war, während die zweite 37 Minuten von der wahren Normale abwich. Indefs zeigte die Rechnung, daß dieser Unterschied nur einen unterhalb der Beobachtungsfehler bleibenden Einfluß auf den Werth des Coefficienten ausübt.

In dieser Richtung erkannte ich das Daseyn einer positiven Ausdehnung, einer zwar sehr schwachen, aber ganz sicheren. Neun Beobachtungen, die, in Folge von Unvollkommenheiten an dem Theile des beobachteten Krystalla, etwas weniger gut übereinstimmten als die früheren, führten zu folgenden Werthen:

Zweite Richtung (winkelrecht zur Axe)

$$\alpha'_{\phi=40} = +0,000000647; \quad \frac{d\alpha'}{d\phi} = +1,38.$$

Aus diesen Werthen der beiden Haupt-Ausdehnungen

ergibt sich für die mittlere Linear-Ausdehnung des Krystalls

$$\alpha'' = \frac{2\alpha' + \alpha}{3}$$

$$\alpha''_{\phi=40} = -0,00000691; \frac{d\alpha}{d\phi} = -0,503.$$

Endlich suchte ich dies Resultat zu controliren durch Messungen in einer Richtung, die der von $54^{\circ} 44'$ sehr nahe kam. Vermöge seiner Gestalt und gewisser eigenthümlichen Unvollkommenheiten seiner Structur trüg der Krystall dazu bei, diese Bestimmungen wenig sicher zu machen; allein, was sich entscheidend beobachten liefs, stimmte wohl mit der mittleren Ausdehnung, die aus den beiden direct bestimmten Haupt-Ausdehnungen hergeleitet war. Alle Werthe wurden wieder negativ gefunden und lieferten den genäherten Werth

$$\alpha_{\phi=40} = -0,00000093.$$

Die schon beim geschmolzenen Iodsilber gefundene Eigenschaft, sich mit Erhöhung der Temperatur zusammenzuziehen, zeigt sich also eben so evident beim krystallisirten, und man sieht überdies, dafs das Zeichen der Veränderung des Coefficienten dasselbe ist in beiden Fällen. Die numerischen Werthe der Contraction sind freilich ziemlich verschieden; allein da die Beobachtungen über das krystallisirte Iodsilber nur an einem einzigen Krystall gemacht werden konnten, der sich noch dazu nur schwierig zu den Beobachtungen eignete und bei dem überdies gewisse Umstände der Structur einigen Einfluss auf die Bestimmungen haben mochten, so glaube ich nicht, dafs man den Unterschied, der sich nach dem Aggregatzustand der Substanz zeigte, schon als ganz sicher betrachten kann. Neue Beobachtungen an andern Krystallen können allein die Frage entscheiden.

Allein mit diesem Vorbehalt glaube ich, dafs durch die Gesamtheit meiner Beobachtungen die neue Eigenschaft des Iodsilbers mit voller Evidenz erwiesen ist.

Schließlich gebe ich die Ausdehnungscoefficienten mehrerer

in dieser Arbeit untersuchten Chloride, Bromide und Iodide bezogen auf den mittleren Grad $\theta = 40^\circ$.

Chlorkalium (Kubisch)

$$\alpha = + 0,000038026; \frac{\Delta\alpha}{\Delta\theta} = + 5,15$$

Steinsalz (Kubisch)

$$\alpha = + 0,000040390; \frac{\Delta\alpha}{\Delta\theta} = + 4,49$$

Salmiak (Kubisch)

$$\alpha = + 0,000062546; \frac{\Delta\alpha}{\Delta\theta} = + 29,75$$

Chlorsilber (Kubisch)

$$\alpha = + 0,000032938; \frac{\Delta\alpha}{\Delta\theta} = + 12,23$$

Bromkalium (Kubisch)

$$\alpha = + 0,000042007; \frac{\Delta\alpha}{\Delta\theta} = + 9,78$$

Bromsilber (Kubisch)

$$\alpha = + 0,000034687; \frac{\Delta\alpha}{\Delta\theta} = + 3,83$$

Iodkalium (Kubisch)

$$\alpha = + 0,000042653; \frac{\Delta\alpha}{\Delta\theta} = + 16,76$$

Die Versuche mit geschmolzenem Iodquecksilber (Quadratisch), geschmolzenem Iodblei (Hexagonal) und geschmolzenem Iodkadmium sind noch nicht beendigt; ich konnte mich nur versichern, daß ihre Coefficienten positiv sind, sehr groß und zwischen denen des Chlorsilbers und des Steinsalzes liegend.

Zweiter Artikel.

Die in der ersten Mittheilung beigebrachten Beobachtungen waren an Iodsilber gemacht, welches entweder einen einzelnen Krystall, oder eine geschmolzene, offenbar aus kleinen verworren zusammengefügtten Krystallen bestehende Stange bildete. Die Substanz befand sich also in Wirklichkeit immer in einem krystallinischen Zustand, und es war also wichtig zu untersuchen, ob die besagte Eigenschaft unabhängig wäre von der Krystallstructur selbst, und ob sie

sich eben so gut in einer amorphen Substanz zeigen würde wie in einer krystallisirten.

Diefs ist in der That der Fall, wie ich es habe. Stütkel-
 len können an sehr reinen, compacten und vollkommen
 amorphen Stücken von Iodsilber, welche ich der Gefällig-
 keit unseres gelehrten Kollegen, des Hrn. H. Sainte-
 Claire Deville verdanke. Indem man kalt gefälltes Iod-
 silber durch den Druck eines mächtigen Hebels in einem
 stählernen Hohlcyliner zusammenstampfte, verwandelte man
 die pulverförmige Substanz in eine solide, homogene und
 cohärente Masse, die nach Hrn. Damour eine Dichte von
 5,569 hat und eine eben so gute Politur annimmt als die
 geschmolzte. Man könnte geneigt seyn, diese beiden Zu-
 stände der Substanz für identisch zu halten, wenn nicht die
 krystallinische Structur in der geschmolzenen Masse und
 die amorphe in der krystallinischen sich mit Sicherheit
 von einander unterscheiden liefsen. Diefs geht aus den sehr
 sorgsamten Beobachtungen des Hrn. Des-Cloizeaux mit
 dem Polarisationsmikroskop hervor. Eine dünne Schicht des
 geschmolzenen Iodsilbers zeigte nämlich das charakteristische
 Lichtspiel doppeltbrechender verschieden orientirter Lamellen,
 während eine dünne Schicht der comprimierten Substanz, so
 wie Theilchen des gefällten Iodids sich ohne merkliche Ein-
 wirkung auf das polarisirte Licht erwiesen.

Das Iodsilber, im Zustande eines chemischen Nieder-
 schlags, ist also amorph, eben so wie wenn es durch star-
 ken Druck in eine compacte Masse verwandelt worden
 ist. Zwar muß die mechanische Kraft eine gewisse Zermal-
 mung und Härtung hervorbringen, die nicht ganz gleich seyn
 kann in allen Richtungen, und dieser Effect könnte sich
 durch ungleiche Wirkungen auf das polarisirte Licht sicht-
 bar machen, wenn die Substanz durchsichtiger wäre und
 sich in größern Dicken beobachten ließe; allein in Wirk-
 lichkeit zeigt sich der besagte Effect nur bei den Messungen
 des negativen Ausdehnungscoefficienten, dessen Werth, wie
 man sehen wird, im Sinne der Compression beträchtlich
 größer gefunden wurde als in winkelrechter Richtung darauf.

Um eine etwaige Wirkung der Art weniger merklich zu machen, traf ich die Vorsicht, die Substanz vor den Beobachtungen vier Stunden lang anzulassen.

Das comprimirte Iodsilber hatte die Gestalt eines kleinen Cylinders von 12^{mm},345 Länge und 10^{mm},5 Durchmesser; seine Compression hatte im Sinne der Länge stattgefunden.

Es wurden vier vollständige Beobachtungen gemacht bei verschiedenen Temperatur-Intervallen $t' - t$ und mittleren Graden ϑ . Sie ergaben folgende negative Coëfficienten α :

$t' - t$	ϑ	α
1. Nach der Länge des Cylinders.		
42°,247	36°,38	— 0,0000015897
23 ,638	27 '08	— 0,0000014028
2. Nach der Dicke des Cylinders.		
46°,322	39°,26	— 0,0000012123
21 ,739	26 ,97	— 0,0000010425

Für jede dieser beiden Richtungen ergab sich aus obigen Zahlen der Werth des linearen Coëfficienten bei $\vartheta = 40^\circ$ und dessen Variation $\frac{\Delta\alpha}{\Delta\vartheta}$ wie folgt:

$$\alpha_{\vartheta=40^\circ}^{\text{lin}} = -0,0000016625; \quad \frac{\Delta\alpha}{\Delta\vartheta} = -2,01 \quad . \quad . \quad (1)$$

$$\alpha_{\vartheta=40^\circ}^{\text{lin}} = -0,0000012225; \quad \frac{\Delta\alpha}{\Delta\vartheta} = -1,38 \quad . \quad . \quad (2)$$

Um endlich die mittlere lineare Ausdehnung zu erhalten, welche ein Drittel der kubischen ist, hat man zu bemerken, dafs, da winkelrecht auf der Compressionsrichtung, d. h. der Axe des Cylinders, Alles symmetrisch war, man, wie bei einem rings um die Axe symmetrischen Krystall, $\frac{2\alpha_2 + \alpha_1}{3}$ nehmen kann. Diefs giebt für den Werth der mittleren Linear-Ausdehnung des gefällten und comprimierten d. h. amorphen Iodsilbers:

$$\alpha_{\vartheta=40^\circ}^{\text{lin}} = -0,00000137; \quad \frac{\Delta\alpha}{\Delta\vartheta} = -1,6.$$

Früher hatte ich für dasselbe im zuvor geschmolzenen, d. h. krystallinischen Zustand gefunden:

$$\alpha_{\vartheta=40^\circ}^{\text{lin}} = -0,00000139; \quad \frac{\Delta\alpha}{\Delta\vartheta} = -1,4.$$

Zieht man die unvermeidlichen Unsicherheiten der Versuche in Betracht, so scheint es ohne Zweifel gerechtfertigt, aus diesen Beobachtungen zu schliessen, dass das Iodsilber sowohl im amorphen, als in dem aus der Schmelzung hervorgehenden krystallinischen Zustand in gleichem Grade die Eigenschaft besitzt, sich bei Erwärmung zusammenzuziehen.

Als Bestätigung dieser Resultate füge ich hinzu, dass an einem zweiten, 25^m langen Cylinder von comprimirtem Iodsilber der früher mit einem Hebelcomparator an einer Stange von geschmolzener Substanz angestellte Versuch leicht wiederholt werden konnte, und dass die dadurch erlangten Resultate genügend übereinstimmten mit den genaueren, welche die optische Methode der Wellenlänge lieferte.

Schliesslich will ich noch die linearen Ausdehnungscoëfficienten für drei in der früheren Arbeit erwähnten Iodide angeben, für welche damals die Versuche nicht beendet waren:

Iodquecksilber (Quadratisch)

$$\alpha = + 0,000023877; \frac{\Delta\alpha}{\Delta\theta} = + 19,96$$

Iodblei (Hexagonal)

$$\alpha = + 0,000033598; \frac{\Delta\alpha}{\Delta\theta} = + 5,84$$

Iodkadmium (Hexagonal)

$$\alpha = + 0,000029161; \frac{\Delta\alpha}{\Delta\theta} = + 17,47$$

Diese drei Iodide gehören nicht dem regulären Systeme an. Sie krystallisiren nach Hrn. Des Cloizeaux das erste in geraden quadratischen, und die beiden anderen in hexagonalen Prismen. Die Messungen konnten nur an geschmolzenen und krystallinischen Stangen ausgeführt werden; sie gaben also die mittleren Linear-Ausdehnungen, sämmtlich bezogen auf den mittleren Grad $\theta = 40^\circ$.

Diese Bestimmungen nebst denen, welche ich schon für andere analoge Substanzen gegeben habe, werden ohne Zweifel mit grösserer Sicherheit als bisher entscheiden lassen, ob wirklich zwischen den Ausdehnungsphänomenen und den Volumsveränderungen der Elemente bei ihrer Verbindung

eine wohl bestimmte Relation von der Art vorhanden sey, wie sie von Hrn. H. Sainte-Claire Deville am Schlusse meiner ersten Mittheilung angezeigt worden ist. (Siehe den folgenden Aufsatz.)

VII. *Ueber die Eigenschaft des Iodsilbers; von Hrn. H. Sainte-Claire Deville.*

(*Compt. rend. T. LXIV, p. 323.*)

Da ich oft Gelegenheit hatte, die Eigenschaften der Iodmetalle und besonders des Iodsilbers zu studiren, so war ich gut vorbereitet, die schätzbaren Angaben zu benutzen, welche mir Hr. Fizeau so freundschaftlich mittheilte.

Die Iodwasserstoffsäure, besonders wenn sie concentrirt und etwas erwärmt ist, greift das Silber unter Entwicklung von Wasserstoff mit solcher Heftigkeit an, daß die Flüssigkeit oft aus dem Gefäße herausgeschleudert wird. Es bildet sich zunächst iodwasserstoffsaures Iodsilber (IH, IAg). Bringt man in die Lösung dieses sauren Salzes Blattsilber und setzt sie der Luft aus, welche die Iodwasserstoffsäure nach und nach oxydirt, so erhält man mit bewundernswerther Leichtigkeit die schönen Krystalle (*échantillons*) von Iodsilber, welche ich so glücklich war Hrn. Fizeau zu liefern.

Schüttet man concentrirte Iodwasserstoffsäure auf trocknes Chlorsilber, so erhitzt sich dieses wie Kalk, den man löscht. Es bildet sich Chlorwasserstoffsäure, und das so gebildete Iodsilber kann in einen Ueberschuß von Iodwasserstoffsäure gelöst und zur Darstellung von krystallisirtem Iodsilber benutzt werden. Die Iodwasserstoffsäure zersetzt auch das Bromsilber, und die Bromwasserstoffsäure bildet Bromid, wenn man es mit Chlorsilber in Berührung setzt.

Diese sonderbaren Eigenschaften sind nicht die einzigen bemerkenswerthen. Wenn man geschmolzenes Iodsilber mit

einem Tropfen Quecksilber und einem flüssigen Leiter wie Chlorwasserstoffsäure oder Iodkalium in Berührung bringt, so verwandelt sich der Quecksilbertropfen nach und nach in Amalgam, welches beim Erhitzen einen bedeutenden Rückstand von Silber hinterläßt.

Umgekehrt, bringt man eine Lösung von Iodquecksilber mit Iodkalium und Blattsilber in eine Röhre, die man vor der Lampe zuschmilzt und jeden Tag bis 100° erhitzt, so bildet sich beim Erkalten nach und nach eine reichliche Krystallisation von hexagonalem Iodsilber, dann Silberamalgam in den bekannten regelmäßigen Gestalten und endlich silberhaltige Quecksilbertropfen. Ich weiß nicht, ob man, wenn man diese Operation, welche vor einem Jahre angefangen wurde, mehre Jahre fortsetzte, eine vollständige Fällung des Quecksilbers erhalten würde¹⁾.

Erhitzt man in einem kleinen Ballon vollkommen reines Iodquecksilber, verwandelt es, ohne es zu zersetzen, in Dampf, und steckt eine Silberplatte hinein, so verschwindet diese, so wie sie die Temperatur des Dampfes erreicht hat, mit großer Schnelligkeit, entwickelt offenbar Wärme und verwandelt sich in Iodsilber, während sich an den kälteren Theilen des Apparats Quecksilber verdichtet.

Alle diese Erscheinungen stehen wenigstens scheinbar in Widerspruch mit den Ideen, welche man sich für gewöhnlich über die sogenannten Affinitäten des Silbers, Quecksilbers, Iods und der Iodwasserstoffsäure macht. Sie dienen überdies zur Stütze der von Hrn. Fizeau entdeckten wichtigen Thatsache.

Diese Anomalien wiederholen sich in den physikalischen Eigenschaften des Iodsilbers. In der That habe ich die Dichtigkeit des gefällten und amorphen, des geschmolzenen

1) Diefs ist das Resultat einer Arbeit, welche ich vor drei Jahren mit Hrn. Debray angefangen hatte. Jeden Tag wurden unsere Röhren, deren wir eine sehr große Anzahl mit den mannigfaltigsten Gemengen hatten, der Wirkung des siedenden Wassers in einem besonderen Apparate ausgesetzt, und schon gaben sie uns sehr schöne krystallisirte Producte und viele künstliche Mineralien, deren Beschreibung wir bald der Akademie übergeben werden.

und des krystallisirten Iodsilbers mit aller möglichen Sorgfalt bei 0° bestimmt, und ganz andere Zahlen gefunden als die Arbeiten meines Bruders über die Dichtigkeit einer grossen Anzahl geschmolzener und krystallisirter Substanzen natürlich erwarten lassen mußten. Das gefällte Iodid hatte die Dichte 5,807, das geschmolzene die 5,687.

Zwei Stücke krystallisirten Iodids, von denen das eine wegen seiner kleinen undeutlichen Krystalle einigen Zweifel hinsichtlich seines physikalischen Zustandes hinterliess, während das andere, sehr schöne, mir nur in kleinen Mengen zu Gebote stand, gaben mir bei 0° das erste 5,544, das zweite 5,470¹⁾. Ich gab der Zahl des Hrn. Damour den Vorzug, da dessen sprichwörtliche Genauigkeit mich vor jeder Kritik schützt. Das Iodid, mit welchem er arbeitete, besitzt eine Dichte = 5,665.

Das amorphe Iodid ist also dichter als das geschmolzene und dieses wiederum dichter als das krystallisirte.

Berechnet man nach der Formel

$$\frac{(a+b)d d'}{a d' + d b} = D$$

die mittlere Dichtigkeit der Elemente (das Umgekehrte des Atomvolums), so findet man, wenn man a und b durch die Aequivalente von Iod und Silber, d und d' durch die Dichtigkeiten dieser beiden Körper ersetzt: $D = 6,527$. Die Contractionen

$$C = 1 - \frac{D}{A}$$

welche man erhält, wenn man A successive ersetzt durch die Dichtigkeiten des amorphen, geschmolzenen und krystallisirten Iodsilbers, nehmen hier negative Werthe an;

für amorphes Iodsilber $C = - 0,124$

für geschmolzenes Iodsilber $C = - 0,145$

für krystallisirtes Iodsilber $C = - 0,148$.

Jetzt will ich zeigen, wie diese Beobachtungen eine ganz einfache Erklärung in den Bestimmungen des Hrn. Fizeau finden und zu deren glänzender Bestätigung dienen.

1) Das Volum dieses letzteren war nur 0^{cc},917. Die Berichtigung wegen der verdrängten Luft reichte schon bis an die zweite Decimale.

Angenommen man nehme zwei Prismen von gleicher Höhe und rechteckiger Grundfläche; die Gröfsen dieser Flächen mögen sich verhalten wie die Aequivalente von Iod und Silber d. h. wie 127 zu 108. Diese Prismen bringe man in ein Gefäfs ohne specifische Wärme von gleicher Gestalt. Wenn man die Verbindung in einem Punkt bewirkt und das Phänomen sich durch die ganze Masse fortpflanzt, so wird die Temperatur von 0° , welche die Anfangstemperatur seyn mag, bis t° steigen. Die Erfahrung lehrt, dafs in sehr vielen Fällen das Volum des Compositums, genommen bei der Temperatur t , welche der Act der Verbindung entwickelt, sehr wenig verschieden ist von der Summe der Volume der Bestandtheile¹⁾. Wenn das Iodsilber sich beim Erkalten von t° auf 0° in gewöhnlicher Weise verhielte, so würde es sein Volum verringern. Es würde sich einsenken in dem Gefäfs, in welchem es enthalten und auf 0° gekommen seyn mag. Seine Dichte A , dann gröfser als D , würde uns das Maafs seiner Zusammenziehung von t° auf 0° geben²⁾. Dem ist aber nicht also: die beobachtete Dichte A ist kleiner als D , die mittlere Dichte der Elemente, so dafs das Iodsilber beim Uebergang von t° auf 0° sich ausdehnt, zum Gefäfs heraustritt und dasselbe vielleicht zersprengt. Diefs Phänomen ist eine nothwendige Folge der von Hrn. Fizeau beim Schmelzen und Ausgiefsen des Iodids gemachten Beobachtungen. Das Phänomen einer negativen Contraction des Iodsilbers wird auch eine nothwendige Folge des von Hrn. Fizeau entdeckten negativen Ausdehnungscoëfficienten.

- 1) In diesem Fall läfst sich die Temperatur t berechnen durch die Formel:

$$t = \frac{D - A}{k}$$

wo k der Ausdehnungscoëfficient zwischen 0° und einer t hinreichend nahen Temperatur ist.

- 2) Wie Hr. Fizeau gezeigt hat, dehnt das Chlorsilber sich aus durch die Wärme, und seine Contraction $1 - \frac{D}{A} = 0,270$ ist auch positiv.

VIII. *Die Meteoriten in Sammlungen;* *von Dr. Otto Buchner.*

Dritter Nachtrag.

Seit dem zweiten Nachtrag¹⁾ zu meiner unter obigem Titel erschienenen Schrift (Leipzig W. Engelmann 1863) sind die Meteoritensammlungen wieder wesentlich bereichert worden, theils durch schon bekannte Localitäten, theils durch neue Ankömmlinge, von denen manche in erstaunlicher GröÙe unsere Erde besuchten und so durch Kauf, Tausch und Geschenk sich rasch verbreiteten.

Ebenso wichtig als diese directe Bereicherung aber ist die genaue Durchforschung einzelner Sammlungen gewesen, die seither ihre Schätze geizig hüteten und so der Wissenschaft unzugänglich machten, oder in unbegreiflicher Mißachtung des wissenschaftlichen Werthes ihres kostbaren Materials dieses verstauben und unberücksichtigt liegen ließen.

Eine Specielarbeit über die Pester Meteoriten ist im Begriff zu erscheinen und wird mit Freuden begrüßt werden.

Hr. Adolf Göbel in Petersburg, der bekannte Monograph des Meteoriten von *Oesel*, hat sich der höchst dankenswerthen, aber schwierigen Aufgabe unterzogen, eine »kritische Uebersicht der im Besitze der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften befindlichen Aerolithen« zu liefern.

Bei der großen Wichtigkeit dieser Sammlung und anderer in Petersburg befindlichen Meteoriten beschränke ich mich diesmal darauf, über die wichtigsten Ergebnisse dieser Göbel'schen Arbeit, namentlich was die *russischen* Meteoriten anlangt, Bericht zu erstatten und behalte mir vor, auf die anderen meteoritischen »Einläufe« später zurückzukommen.

Die seitherige Hauptquelle, aus welcher Nachrichten über

1) Diese Ann. Bd. 124, S. 569. Der erste Nachtrag findet sich ebenda selbst Bd. 122, S. 317.

Petersburger Meteoriten geschöpft werden konnten, war das von Blöde 1848 veröffentlichte Verzeichnifs. Göbel fand aber bei kritischer Vergleichung desselben mit dem vorhandenen Material, das Blöde offenbar manche Meteoriten ohne, andere mit verwechselten Etiketten vorgefunden und dann nach Muthmaßung und Vergleichung der von Partsch gegebenen Diagnosen bestimmt hatte. Dann fehlten Localitäten in der Sammlung, die unzweifelhaft die Academie erhalten hatte, andere waren da, ohne irgend welche Notiz woher. Trotz der Bemühungen Göbel's blieben einige Zweifel über die Herkunft einzelner Meteoriten zurück und liefsen sich diese nur durch directe Vergleichung mit den Bruchstücken in Wien, Berlin und Göttingen sicher bestimmen, denn zum Glück besitzen diese großen Sammlungen, Dank sey es der großmüthigen Freigebigkeit der Petersburger Academie, die wenig Werth auf derlei kostbare Naturgegenstände gelegt zu haben scheint, die meisten der russischen Localitäten. Aber auch bei dieser Vergleichung wäre große Vorsicht nöthig, denn aus Partsch's Beschreibung von *Slobodka*, *Poltawa* und *Simbirsk* geht hervor, das bei der Wiener Sendung Etiketten verwechselt oder ganz unrichtig waren. Es zeigt sich dies am deutlichsten bei dem Eichwald'schen »Verzeichnifs von Meteoritenfällen in Rußland«¹⁾. Nach Göbel hat Eichwald zwar die Meteoriten in Petersburg gesehen, aber nicht selbst beschrieben, sondern die Beschreibung aus Partsch ins Russische übersetzt, und nun paßt dieselbe nicht zu den Petersburger Handstücken! Und doch hat Eichwald nirgends Partsch als Quelle angeführt.

Was die berühmte *Pallasmasse* anlangt, so geht dieselbe abermals einer großen Veränderung entgegen. Die früheren bestanden eigentlich nur darin, das große Stücke davon losgehämmert wurden, so das sich ihr ursprüngliches Gewicht von 688 Kilo im Jahr 1835 bis zu 520 Kilo vermindert hatte. Das erste von Pallas abgemesselte und an die Academie in Petersburg gesendete 1 Pud schwere

1) Ermann Archiv Bd. 5, S. 176.

Stück ist nicht mehr vorhanden. Schon Pallas hatte den Wunsch ausgesprochen, der Block möge zersägt werden, um das innere Gefüge desselben zu erkennen. Doch erst Gustav Rose hatte den Erfolg, durch ein eingehendes Schreiben die Angelegenheit wirklich in Fluß zu bringen.

Abich in Tiflis nahm sich der Sache warm an, Göbel unterwarf mit gebotener Schonung der Masse diese einer mineralogischen Untersuchung und schrieb eine Monographie derselben, und so ist es endlich dahin gekommen, daß eben der ganze Block in der kais. Steinschleiferei zu Peterhof durchschnitten wird ¹⁾.

Auch G. Rose giebt in seiner Schilderung der Pallasite ²⁾ außer Eisen und Olivin nur noch Troilit oder Magnetkies und Chromeisen an. Göbel findet dagegen:

1) ein blendendweißes krystallinisches und bröckliges Mineral, undurchsichtig und matt im Bruch, welches sich leicht mit dem Messer in Gestalt eines weißen Pulvers herauspräpariren läßt;

2) ein krystallinisches Mineral von graulicher Farbe, welches Blätterdurchgänge und Spaltungsrichtungen zeigt;

3) und 4) ein desgleichen von gelber und eins von hellgrüner Farbe; sie sind vielleicht nur Abänderungen des vorigen und gehen ins sprödglassige und bimssteinartige über.

5) Glasiger durchsichtiger Olivin, farblos, wasserklar, bis schwärzlich.

6) Ein schwarzes hartes Mineral in rundlichen, mehre Millimeter im Durchmesser haltende Concretionen, mit feiner Streifung auf der geschliffenen Durchschnitfläche, oft mit feinen Eisentheilen gemengt und meist von einer glasartig glänzenden dünnen Rinde umgeben. Es findet sich oft vergesellschaftet, aber scharf davon getrennt, mit

7) Schwefeleisen (Troilit) und

1) Die vorausgegangenen Verhandlungen finden sich im »Bericht an die physikalisch-mathematische Classe über die Durchschneidung der Pallas'schen Eisenmasse« im Auszug in »*Mélanges phys. et chim. tirés du Bull. de l'Acad.*« Imp. d. St. Pétersbourg T. X, p. 296 bis 324.

2) Beschreibung und Eintheilung der Meteoriten S. 73 u. ff.

8) einem blättrigen messinggelben Mineral, das keinen Schwefelwasserstoff mit Säure entwickelt.

Während in jeder Zelle des Eisenschwammes die Beschaffenheit des Einschlusses gleichartig ist, zeigen zwei oder mehr Nachbarzellen oft eine Verschiedenheit in den sie füllenden Gesteinen.

Nach der Durchschneidung der ganzen Pallasmasse werden diese Verhältnisse sich erst ganz aufklären.

Charkow 1787 (Partsch S. 52, Buchner S. 10) »läßt sich in unserer Sammlung nach der bloßen Beschreibung nicht ausfindig machen.« Doch ist urkundlich festgestellt, daß die Academie Stücke davon erhielt. »Ob er im mineralogischen Cabinet der Universität *Charkow* selbst noch verwahrt wird, habe ich trotz mehrfacher Bemühungen bis jetzt nicht erfahren können«, Beweise, mit welchen Schwierigkeiten Göbel bei seinen Forschungen zu kämpfen hatte.

Auch von *Kiew* wurden Anfang dieses Jahrhunderts Meteoritenstücke nach Petersburg gesendet. Stammen sie nicht von einem bis jetzt unbekannt gebliebenen Fall, so gehörten sie zu *Bjelaja Zerkow* (Buchner S. 13), von dem *Kiew* 1807 Grm. besitzt. Sie lassen sich auch nicht auffinden.

Blöde führt zwei Steine aus »*Dép. de l'Orne*« an. Das kann nur *l'Aigle* (Buchner S. 15) seyn, doch sind die Petersburger Stücke von den ächten *l'Aigle* ganz verschieden.

Auch *Doroninsk* (Buchner S. 18) läßt sich nicht auffinden. Prof. Auerbach in Moskau, der im Besitz eines großen Stückes ist, könnte bei der Nachforschung sehr nützlich seyn.

Von *Timoschin* (Buchner S. 21) besitzt die Academie 48^k,515; etwa 20^k sind im Lauf der Zeit verschenkt worden. Die ganze, noch 30 Ctm. hohe Masse ist von einer 1 bis 1^m,5 dicken zusammenhängenden Masse von Nickel-eisen in zwei ungleiche Hälften getheilt. Dabei ist der Stein derart eisenreich, daß das Nickeleisen zum Theil ein zusammenhängendes Netz bildet. Partsch's Beschreibung von *Timoschin* in Wien stimmt mit dem Petersburger Original.

Auch von *Kuleschowka* (Buchner S. 29) ist etwa $\frac{1}{3}$ seines ursprünglichen Gewichts verloren gegangen. Aufbewahrt werden noch 4^k,209. Auch dieser Stein ist ganz von einem dünnen, mit Nickeleisen ausgefüllten Rifs durchsetzt. Wien besitzt ein ächtes Bruchstück. Nach Scheerer's (1815) Analyse besteht die Masse aus

Fe	Ni	SiO ₃	Fe ₂ O ₃	Al ₂ O ₃	MgO	S	CaO, Mn ₂ O ₃ Verlust
10,0	1,2	52,0	18,4	1,6	9,6	4,25	2,95.

Ein von Scheerer 1815 übergebenes Stück von *Bachmut* (Buchner S. 34) ist aus der Petersburger acad. Sammlung verschwunden.

Dagegen findet sich daselbst der ächte *Slobodka* mit 2^k,368 (Buchner S. 39), über welchen durch die in vielen Sammlungen vorhandenen unrichtig als solche bezeichneten Handstücke so viele Verwirrung herrscht. Göbel giebt davon zwei Abbildungen des ganzen Steins und eine von einem Stück Oberfläche. In Blöde's Katalog ist er als *Simbirsk* (Buchner S. 115) aufgeführt; die von Partsch beschriebenen Stücke der Wiener Sammlung rühren nicht vom ächten *Slobodka* her, doch ist 1838 ein ächtes Bruchstück hingekommen, das aber als *Poltawa* (Partsch S. 44) beschrieben ist. Diese Localität fehlt in Petersburg. Was Blöde *Poltawa* nennt, wurde von Partsch als *Simbirsk* bezeichnet. Es ist eine unglaubliche Verwirrung.

Lixna (Buchner S. 41) ist bei Blöde als *Ensisheim* aufgeführt; es wiegt 197 Grm. Göbel unterscheidet darin aufser Eisen und Schreibersit 1) einzelne schwarze sphärische bis 2^{mm} Durchmesser haltende Einschlüsse, welche eine gute Politur annehmen und selbst wieder von feinen Rissen durchzogen sind. 2) Häufige, aber weit kleinere Bestandtheile von schiefer- oder blaugrauer Farbe, welche keine solche Politur annehmen. 3) Unreine weifsliche Einschlüsse, welche auf dem Durchschnitt geradlinige Umrisse von Krystallen des rhombischen Systems zeigen. 4) Bronze-farbige Schwefeleisen in geringer Menge.

Kursk oder *Botschetschki* nach Göbel (Buchner S. 114). Wahrscheinlich fand der Fall 1823 statt; 1824

erhielt die Petersburger Academie den Stein. Die von Göbel vorgeschlagene, namentlich für Franzosen und Engländer unaussprechliche Umtaufe möchte sich nicht empfehlen. Der Stein im Gewicht von 569 Grm. ist ein Chondrit von dunkler schieferfarbener fester Grundmasse mit fest eingewachsenen kugeligen Einschlüssen von schwarzer und von Schieferfarbe, die sich scharf begränzt auf der Schlißfläche darstellen; ferner mit grünlichen glänzenden Olivinkristallen, auch graugelblichen eckigen Silicateinschlüssen bis 2^{mm} im Durchmesser und zahlreich eingesprengtem Nickeleisen nebst etwas broncefarbigem Schwefeleisen. Die kugeligen Einschlüsse sind oft von Schwefeleisen umgeben, und dieses seinerseits wird bisweilen von Nickeleisen umschlossen. Schwarze kugelige Einschlüsse sind ganz von feinem Nickeleisen durchsprengt, gleichsam selbstständige Individuen in der Hauptmasse des Steins. — Nach Partsch's Diagnose ist in Wien ein ächtes Bruchstück von *Kursk*.

Karakol (Buchner S. 63). Nach einer Notiz des Sidor Samsonoff an den Präsidenten der *Société Imp. des Naturalistes de Moscou*¹⁾ soll der 1840 in der Kirgisensteppe bei Karakol gefallene Stein von den Kirgisen ganz zerschlagen worden seyn, um die Stücke als Talisman zu theilen. Kaufmann Samsonow in Semipalatinsk (derselbe wie oben?) schickte aber 1844 der Petersburger Akademie einen ganzen Stein, »welcher einige hundert Werst« von genannter Stadt gefallen war. Wurde derselbe nachträglich gefunden? fielen noch mehr Steine? Wir erfahren darüber nichts. Das in Petersburg befindliche Exemplar von 2^k,765 Gewicht wird von Göbel von zwei Seiten vortrefflich abgebildet und hat die ausgezeichnete Kegelgestalt, die, wie Haidinger in seiner »Leitform«²⁾ und durch verschiedene spätere Hindeutungen nachwies, vollkommen über die Lage des Steins in seiner atmosphärischen Bahn orientirt. Keine der gebrachten Abbildungen zeigt aber die charakteristische Form so deutlich wie die des Korakol von Göbel. Derartige Formen

1) *Bulletin XIV*, 1841, No. 1, p. 111.

2) Wien. Akad. Ber. Bd. XL, S. 525.

sind selten und verdienen gewifs auch die besondere Aufmerksamkeit der Physiker, die sich bis dahin an der Ent-räthselung der Meteoriten wenig betheiligten.

Göbel bringt die erste mineralogische Beschreibung dieses Steins. »Es ist ein Chondrit, dessen Bruchfläche geschliffen eine schöne Politur annimmt und dadurch zu erkennen giebt, dafs in der festen schwärzlich-grünen Grund-masse eine Menge Krystalle von weifslicher, grauer und unrein hellgelber Farbe auftreten, die auf der Durchschnitts-fläche mehr oder minder regelmäfsige, scharf begränzte Sech-ecke darstellen und bis 2^{mm} Durchmesser erreichen. Ferner einzelne braune kugelige Ausscheidungen von 1^{mm} Durch-messer mit scharf begränzter scharfer Peripherie, und klei-nere rein schwarze kugelförmige Ausscheidungen. Nickel-eisen ist fein eingesprengt, tritt aber auch in zackigen Kör-nern von 2 bis 3^{mm} auf. Ebenso zeigt sich auf der Schliff-fläche ein 6^{mm} im Durchmesser haltendes Stück Troilit.«

Bialystok (Buchner S. 51). Ein Dorf Knasta oder Knasti scheint im Gouvernement Bialystok nicht zu existiren; ob der Fall bei Kwasi, 10 Werst NW. von B. stattfand, ist fraglich; wahrscheinlich ist Jasly bei B. gemeint. Doch das ist schliesslich einerlei. Das in Petersburg befindliche Bruchstück wiegt 114 Grm. Seine mineralogische Beschaf-fenheit ist aus Partsch (S. 27) und G. Rose (S. 110) bekannt.

Krasnoi Ugol (Buchner S. 53). Göbel findet, dafs ein Stück von 122 Grm. das von Blöde als abgeschlagene Spitze des Simbirsk bezeichnet wurde, aber dazu nicht paßt, mit den Beschreibungen von Partsch (S. 45) und G. Rose (S. 92) für obige Localität übereinstimmt. Die Fragmente in Berlin und Wien stammen von Petersburg, wo durch Jahrzehent lange Vernachlässigung das Original verwechselt wurde.

Tunkin (Buchner S. 47) ist vor etwa 30 Jahren an die Petersburger Akademie gesendet worden, läfst sich aber trotz Göbel's Nachforschungen bis jetzt nicht nachweisen. Ist es das fast 1 K. schwere Bruchstück eines Chondriten »z. Th.

mit dicker schwarzer, matter Rinde überkleidet, mit hellgrauer, zerreiblicher, rauher Grundmasse von sandstein- oder tuffartiger Beschaffenheit, die, mit Rostflecken durchsät, keinen Schliff oder Politur annahm und welche Nickeleisen und Troilit fein eingesprengt enthielt? Hr. v. Reichenbach oder ein Gymnasialprofessor in Irkutsk könnten darüber Auskunft geben.

Oesel (Buchner S. 87). Das an die Petersburger Akademie gelangte Stück verunglückte bei einem Brande. Auch das größte Stück, das in die Perowsky'sche Sammlung kommen sollte, ist nicht darin vorhanden. Die Localität scheint sehr selten zu werden.

Stawropol (Buchner S. 92). Modelle des ganzen Steins, von dem die Hälfte von 934 Grm. die Petersburger Akademie besitzt, sind durch Hrn. Heuser in Petersburg zu beziehen, ebenso der interessante Karakol, die Pallasmasse, Timoschin, Stobodka, Kursk, Kuleschowka etc. Es wäre wünschenswerth, wenn auch das Modell des Steins von *Dolgaja Wolja*, Gouv. Wolhynien (1864, Juni 26) in den Handel gelangte und Genaueres über Fall, mineralogische und chemische Constitution dieses Meteoriten von Kiew oder Petersburg (136 Grm.) aus bekannt würde. Außerdem besitzt die Akademis an russischen Meteoriten noch *Saborzyca* (Buchner S. 27) 460 Grm., *Bjelaja Zerkow* (Buchner S. 13) 46,5 Grm.; auch über diesen Stein wären genauere Daten sehr dankenswerth. *Lizna* 75,5 Grm. — Die durch die frühere Vernachlässigung in ihrer Herkunft ganz ungewissen Meteoriten der Petersburger Akademie können hier ganz übergangen werden.

Göbel giebt¹⁾ auch eine Uebersicht der in anderen Petersburger Sammlungen befindlichen Meteoriten. Die von dem eifrigen Verfasser gegebenen Anregungen werden gewifs den höchst dankenswerthen Erfolg haben, das diesen Naturgegenständen im großen russischen Reiche eine größere Aufmerksamkeit geschenkt wird, das die Thatsachen bei dem Niederfallen sorgfältiger beobachtet, auch die gefunde-

1) *Mélanges phys. et chim.*, T. VII, p. 343.

nen Stücke gesammelt und für die Wissenschaft fruchtbringend verworhet werden.

Das Kais. *Berg-Corps* in Petersburg besitzt an russischen Meteoriten: Timoschin (128,9 Grm.), Loutolax (26 Grm.), Bachmut (219 Grm.), Krasnojarsk (662 und 132 Grm.), Petropawlowsk (6^K,832), Sarepta (43 Grm.), Tula (205 Grm.).

Das als im Besitz des Hrn. v. Kotschubei angeführte Eisen von Witim (18^K,436, 2 St.) ist wohl ganz an Hrn. Dr. Krantz in Bonn übergegangen und so für jede Sammlung zugänglich.

Manche werthvolle Stücke sind als im Privatbesitz angeführt. Wie viele kostbare Schätze mögen aber noch verborgen seyn und schliesslich verloren gehn, wenn sie nicht für eine öffentliche Sammlung gehoben werden!

IX. *Ueber die Veränderungen der Dispersion bei Flüssigkeiten durch Erwärmung.*

Hr. J. B. Baille, der schon früher die Veränderung, welche die Refraction und Dispersion bei starren Substanzen durch Erwärmung erleidet, einer Untersuchung unterwarf, hat diese Arbeit neuerdings auf Flüssigkeiten ausgedehnt und giebt davon in den *Compt. rend. T. LXIV p. 1029* einige Resultate, aus welchen hier folgende mitgetheilt seyn mögen. Es wurden die Fraunhofer'schen Linien *C, D, F* bei verschiedenen Temperaturen beobachtet

Destillirtes Wasser.

	C_n	D_n	F_n	$F_n - C_n$
2°,00	1,33251	1,33482	1,33697	646
3,50	1,33248	1,33479	1,33894	646
4,50	1,33247	1,33479	1,33894	647
5,25	1,33243	1,33475	1,33890	647
8,00	1,33231	1,33461	1,33874	643
15,25	1,33165	1,33392	1,33799	634
100,00	1,31799	1,31943	1,32284	485

Diese Zahlen, welche wenig von denen der H. L. D. und Gladstone abweichen, zeigen, daß beim Wasser die Dispersion von 2° bis 5° C. nahe constant bleibt und dann rasch abnimmt; sie bestätigen auch das Resultat der englischen Physiker, daß die Temperatur des Dichtigkeitsmaximums (4°) keinen Einfluß auf den Brechungs-Index ausübt.

Schwefelkohlenstoff.

	C_n	D_n	F_n	$D_n - C_n$	$F_n - D$
14°	1,6213	1,6309	1,6556	96	247
25	1,6156	1,6248	1,6492	92	244

Schwefelkohlenstoff, mit Schwefel gesättigt.

	C_n	D_n	F_n	$D_n - C_n$	$F_n - D$
14°	1,6809	1,6917	1,7202	108	285
24	1,6733	1,6835	1,7118	102	283

Glycerin.

8°	1,46591	1,46796	1,47368	205	572
99	1,44226	1,44454	1,44976	208	522

Hr. B. hat noch viele andere Flüssigkeiten untersucht und gefunden, daß jede sich eigenthümlich verhält.

Fig. 26.

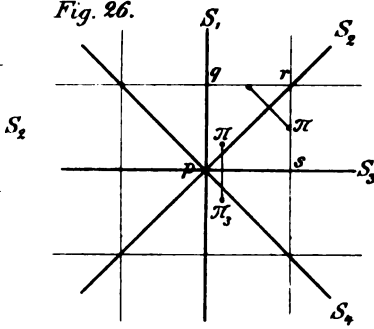


Fig. 30.

Taf. III.



Fig. 27.

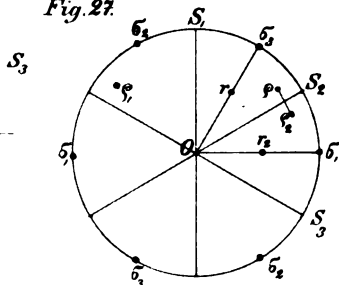


Fig. 31.

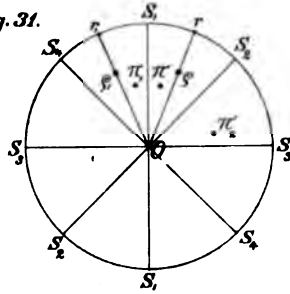


Fig. 28.

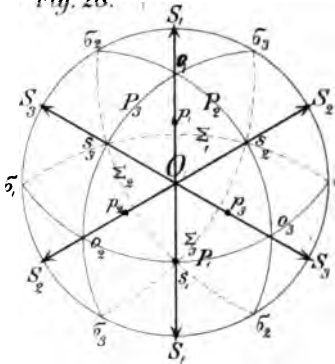


Fig. 32.

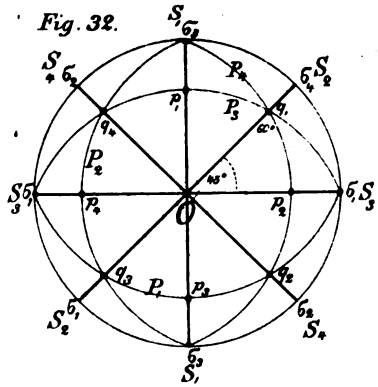


Fig. 29.

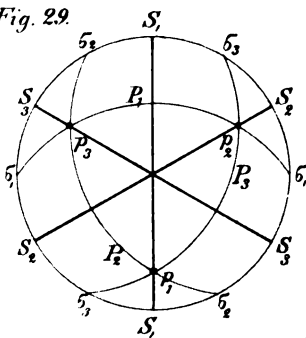
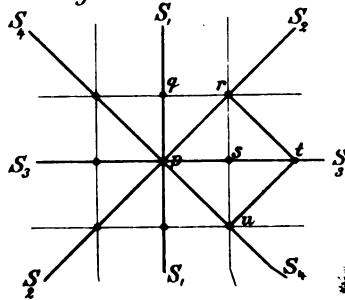


Fig. 33.





I. *Optische Experimental-Untersuchungen;*
von G. Quincke.

(Fortsetzung von S. 224.)

K. Ueber Beugungserscheinungen, welche durch durchsichtige Lamellen hervorgebracht werden.

92.

Bringt man in den Weg der Lichtstrahlen, die von einem leuchtenden Punkt ausgehen, eine dünne Lamelle eines durchsichtigen Körpers, dessen Brechungsexponent ein anderer als der des umgebenden Mediums ist, so bemerkt man bei passender Dicke derselben in der Nähe des geometrischen Schattens seiner Gränze eine Reihe von Interferenzstreifen. Unter geometrischen Schatten ist dabei die Fläche verstanden, die von den durch den leuchtenden Punkt und die Gränze der Lamelle gezogenen graden Linien gebildet wird¹⁾.

Hat die Lamelle grössere Dicke, ist der Gangunterschied der Strahlen, die durch die Lamelle und neben derselben vorbeigegangen sind, beträchtlich groß, so sind die Interferenzstreifen den äusseren (Grimaldi'schen) Fransen am

1) Bildet die Gränze der Lamelle eine geschlossene Curve, so wird diese Fläche ein Schattenkegel seyn. In der Folge wird auch von einem Schattenkegel gesprochen werden, wenn die durchsichtige Lamelle nur durch zwei gerade Linien in kleinem Abstände von einander begränzt ist; unter dem Innern des Schattenkegels ist dann der keilförmige Raum verstanden, der dem spitzen von beiden Ebenen eingeschlossenen Winkel entspricht. Begränzen die beiden geradlinigen Ränder der Lamelle einen schmalen Streifen einer Lamelle, so liegt ausserhalb des Schattenkegels Luft, begränzen sie einen schmalen Spalt in einer grösseren Lamelle, so liegt innerhalb des Schattenkegels Luft.

Rande des Schattens eines undurchsichtigen Körpers ähnlich, weil, wie Fresnel¹⁾ bemerkt, »die Wirkungen ihres gegenseitigen Einflusses dann nicht mehr merklich sind, und aus ihrer Mischung eine einfache Addition von gleichartigem Licht hervorgeht.« Bei dünnen Platten, oder dickeren, deren Brechungsexponent wenig von dem des umgebenden Mediums abweicht, wirken dagegen die durch die durchsichtige Platte gegangenen Strahlen auf die neben derselben vorbeigegangenen ein, und es entstehen ganz eigenthümliche Farbenstreifen in der Nähe des geometrischen Schattens des Plattenrandes. Solcher Art seyen, fügt Fresnel hinzu, die Streifen, die Arago²⁾ an den Schlieren von Glimmerplatten bemerkt habe.

Dies ist, soviel mir bekannt, alles, was über diese Art von Interferenz-Erscheinungen bisher veröffentlicht worden ist. Zum Theil liegt wohl in der Schwierigkeit dünne Lamellen von geeigneter Dicke und genügender Gleichförmigkeit herzustellen, der Grund, weshalb die Sache nicht weiter verfolgt worden ist. Auch mich haben diese technischen Schwierigkeiten ziemlich lange aufgehalten, nachdem Beobachtungen scheinbar ganz anderer Art, von denen weiter unten (§. 110 u. flg.) die Rede seyn wird, meine Aufmerksamkeit auf diese Interferenz-Erscheinungen gelenkt hatten.

Die in §. 73 beschriebenen Methoden, dünne Schichten von Collodium oder Jodsilber in beliebiger und meßbarer Dicke auf Glas herzustellen, beseitigen nun diesen Uebelstand vollständig.

Am leichtesten liefs sich eine Uebersicht über diese Interferenz-Erscheinungen an keilförmigen Jodsilberschichten gewinnen, die mit einer Cylinderfläche von 120^{mm} Radius auf quadratischen Spiegelglasplatten von 80^{mm} Seite erhalten waren. Die Jodsilberschicht war durch gerade Linien senkrecht zur Schneide des Keils begränzt.

1) *Mémoire sur la diffraction de la lumière. Mém. d. l'acad. T. V, p. 451, 1826.*

2) *Ann. d. Chim. (3), T. I, p. 201, 1816, und Arago's Werke, deutsch von Hankel Bd. VII, S. 88.*

Derartige grade Begränzungslinien dünner Lamellen werden schon mit einem Lineal und Federmesser erhalten, indem man die Silberbelegung einer Spiegelglasplatte durch Schaben an den passenden Stellen entfernt und später den unversehrten Theil der Belegung durch Auflegen von Jod (vergl. §. 50, 51, 53) in Jodsilber verwandelt.

Das Fortnehmen des Silbers oder anderer dünner Metallbelegungen von Glasplatten, auf das ich im Folgenden noch mehrfach zurückkommen werde, bringt jedoch, in der eben beschriebenen Weise ausgeführt, leicht Schrammen auf den Glasflächen hervor. Außerdem ist es schwierig aus freier Hand die Gränze des Metalls genau gradlinig oder die Ränder eines Spaltes im Metall vollkommen parallel zu erhalten.

Ich habe deshalb später für diesen Zweck eine kleine Hobelmaschine benutzt, die aus einem längs einer horizontalen Messingschiene laufenden Schlitten bestand, wie er für die Reisserwerke an Kupferstechmaschinen benutzt wird. Unter diesem ersten Schlitten war auf einem gehobelten eisernen Rahmen ein zweiter Schlitten ähnlich dem Support einer Drehbank angebracht. Die Verschiebung des zweiten Schlittens geschah senkrecht zu der des ersten, und konnte an einer Millimetertheilung bis auf $0^{\text{mm}},05$ genau gemessen werden. Die Glasstücke mit den Silberbelegungen wurden auf dem zweiten Schlitten festgekittet, und der am ersten Schlitten befestigte Hobel darüber fortgeführt. Vorder- und Seitenansicht des Hobels sind durch Fig. 14, Taf. II in natürlicher Größe gegeben. Er hatte ähnliche Gestalt, wie das Eisen eines Schrubbhobels und war oben durch eine ebene, unten durch eine cylindrische Fläche begränzt. Nach Heben des Hobels und Zurückziehen des ersten Schlitten, wurde der zweite ein wenig fortgeschoben, der Hobel von neuem gesenkt, und diese Operation so lange wiederholt bis der Spalt im Silber die gewünschte Breite hatte. Die Messungen der Breite solcher Spalten, von denen weiter unten die Rede seyn wird, geschahen mit dem §. 72 er-

wähnten Kathetometer oder direct mit einem Ablese-Mikroskop dieses Instruments.

Von größeren Glasflächen kann man das Silber durch Reiben mit einem mit Salpetersäure genetzten Hölzchen entfernen, muß dann aber dafür Sorge tragen, daß am Rande der Fläche vorher durch Schaben oder Hobeln der Zusammenhang mit dem übrigen Silber vollkommen unterbrochen war. Die Glasfläche muß nach der Entfernung des Silbers sorgfältig von jeder Spur Salpetersäure oder salpetersaurem Silberoxyd gereinigt werden. Hierzu genügt aufeinanderfolgendes Reiben mit einem trocknen Hölzchen, einem mit destillirtem Wasser benetzten Stückchen Fließpapier, das um die Elfenbeinspitzen einer Pincette geschlagen ist, und schließlic mit trockenem Fließpapier.

93.

In einer auf einer größeren Spiegelglasplatte mit Hilfe einer Cylinderlinse (§. 53) erzeugten doppelt-keilförmigen Jodsilberschicht wurde ein $1^{\text{mm}},317$ breiter Spalt angebracht, dessen Ränder senkrecht zur Kante des Keiles standen. Diese Platte *T* (Fig. 4, Taf. II) wurde auf dem Schlitten *Q* des Kreises K_1K_2 so aufgestellt; daß die Schneide des Keils senkrecht, die Spaltränder horizontal standen. Die Cylinderlinsen am Ende der Messingschiene *W* waren durch den Beleuchtungsapparat Fig. 1 und 2, Taf. II ersetzt, und die Jodsilberschicht so gedreht, daß die durch die Oeffnung *O* des Schirmes *C* in horizontaler Richtung auffallenden Sonnenstrahlen von derselben nach dem Schirme selbst zurückgeworfen wurden. Dann wurde die Scheibe *D* gedreht, so daß eine Linse von 25^{mm} Brennweite vor die Oeffnung kam. Das von dieser Linse entworfene Sonnenbildchen in 962^{mm} Entfernung von der Jodsilberschicht bildete den leuchtenden Punkt. Die §. 72 beschriebene Fresnel'sche Lupe war mit horizontal gestellten Mikrometerstrichen 290^{mm} hinter der Jodsilberschicht in gleicher Höhe mit dem Spalt derselben angebracht

Man sieht nun in der Nähe des geometrischen Schattens der Spaltränder eine Reihe von schöngefärbten glänzenden

Interferenzstreifen, die symmetrisch gegen die Mitte des Spaltes und die Schneide des Doppelkeils liegen, und gegeneinander convergiren nach der Seite hin, wo das Jodsilber am dünnsten ist.

Betrachtet man die Streifen durch ein homogenes rothes Glas, so fällt besonders ein breiter dunkler Streifen in die Augen, außen und innen durch schwächere Streifen von abnehmender Breite begrenzt, in der Weise, wie es Fig. 18, Taf. II darstellt, in der jedoch die inneren Interferenzstreifen fortgelassen sind. Auf diese inneren Interferenzstreifen werde ich später (§. 106) noch zurückkommen und mich zunächst mit den äußeren Minimis beschäftigen.

Der breite Interferenzstreifen, der in der Folge *erstes Minimum* genannt werden wird, liegt immer sehr nahe dem geometrischen Schatten der Lamellengränze.

Geht man von der dünnsten Stelle des Jodsilbers zu dickeren Stellen, so wird das erste Minimum allmählich deutlicher und dunkeler, dann dunkelschwarz, um von Neuem matter und undeutlicher zu werden, und bei einer bestimmten Jodsilberdicke ganz zu verschwinden. Geht man noch weiter, so tritt ein zweites 1stes Minimum auf, von demselben Ansehen, wie das erste; auf dieses folgt ein drittes ähnliches. Weitere erste Minima, die ich als 1ste Minima I., II., III. Ordnung bezeichnen werde, habe ich nicht beobachtet; auch scheint zuweilen die Lage des 1sten Minimums III. Ordnung gegen den geometrischen Schatten der Jodsilbergränze eine andere als bei demselben Minimum I. Ordnung zu seyn.

Untersucht man das Gesichtsfeld außerhalb des durch den leuchtenden Punkt und die Spaltränder bestimmten Schattenkegels, so folgen auf das 1ste breite Minimum in der Richtung senkrecht gegen die Spaltränder schmalere Interferenzstreifen, die ich 2tes, 3tes usw. *äußeres Minimum* nennen werde; dieselben sind bis zum dritten äußeren Minimum in der Fig. 18, Taf. II gezeichnet und durch arabische Ziffern unterschieden.

Die Lage der verschiedenen äußeren Minima gegen den geometrischen Schatten des Spaltrandes hängt von der Dicke

der Jodsilberschicht ab, ebenso wie die Intensität dieser Minima, die an manchen Stellen sogar, wie das erste Minimum, ganz verschwinden und durch Maxima der Lichtintensität ersetzt werden. Es lassen sich also auch bei dem 2ten, 3ten usw. äußeren Minimum wie bei dem ersten verschiedene Ordnungen unterscheiden. Diese verschiedenen Ordnungen werden durch die Maxima der Lichtintensität abgegränzt, und sind in der Fig. 18, Taf. II durch Römische Zahlen bezeichnet.

Bei derselben Jodsilberdicke sind gleichzeitig das 1ste, 2te, 3te usw. Minimum am deutlichsten oder am undeutlichsten, so daß dieselbe Jodsilberdicke die verschiedenen Ordnungen bei dem 1sten, 2ten, 3ten usw. äußeren Minimum begränzt. Die Minima II. Ordnung haben dasselbe Ansehen wie die Minima I. Ordnung; dasselbe gilt von den Minimis III. Ordnung u. s. f.

Die verschiedenen Minima bilden krumme Linien, welche in der Mitte am dunkelsten nach beiden Seiten matter werden, und allmählig in helle Stellen verlaufen, Diese krummen Linien convergiren nach der Mitte des Spaltes bei dem ersten Minimum stärker als bei dem zweiten, bei dem zweiten stärker als bei dem dritten u. s. f. Die krummen Linien, welche die verschiedenen Minima derselben Ordnung bilden, sind also nicht parallel.

Die Breite desselben Minimums scheint an verschiedenen Stellen, verschieden dicken Stellen der Jodsilberlamelle entsprechend, dieselbe zu seyn.

Betrachtet man die Interferenzstreifen statt durch ein rothes durch ein Glas anderer Farbe, etwa ein blaues, so ist die Erscheinung ganz ähnlich, wie bei dem rothen; aber die Minima verschiedener Ordnung werden durch andere Jodsilberdicken von einander abgegränzt, und haben eine andere Lage gegen den geometrischen Schatten der Jodsilbergränze. Die Gränzstellen der verschiedenen Ordnungen fallen auf um so dünnere Jodsilberdicken, je kleiner die Wellenlänge des farbigen Lichtes oder der Lichtquelle. Ebenso liegen die dunkelsten Stellen der verschiedenen

Minima derselben Ordnung um so näher dem geometrischen Schatten der Jodsilbergränze, oder der Abstand der Minima derselben Ordnung von einander ist um so kleiner, je kleiner die Wellenlänge. Die Lage der verschiedenen Minima derselben Ordnung und der verschiedenen Ordnungen selbst ist also von der Wellenlänge abhängig. Bei weißem Licht nimmt das Auge für alle Wellenlängen gleichzeitig an verschiedenen Stellen Minima und Maxima wahr, d. h. eine äußerst complicirte Erscheinung.

Die Gränzen der verschiedenen Ordnungen ändern sich nicht, wenn man a oder b , den Abstand des leuchtenden Lichtes oder der Fresnel'schen Lupe von der Jodsilbergränze, ändert.

Auch die dunkelsten Stellen der Minima verschiedener Ordnung erscheinen bei derselben Jodsilberdicke, wenn a und b sich ändern. Dagegen nimmt der Abstand der einzelnen Minima derselben Ordnung von einander ab, je kleiner b ist. Nähert man ein Mikroskop allmählig der Jodsilbergränze, so sieht man in dem Augenblick die verschiedenen Minima mit der Gränze zusammenfallen, wo das Mikroskop auf die Gränzlinie deutlich eingestellt ist. Bei weiterem Nähern erscheinen die Minima wieder, aber in umgekehrter Reihenfolge. Die äußeren Minima erscheinen auf der Seite des Lamellenrandes, auf der früher die inneren erschienen, und umgekehrt.

Hat die Jodsilberschicht, in welcher der Spalt angebracht ist, überall dieselbe Dicke, so bemerkt man dunkle Interferenzstreifen, welche nicht convergiren, sondern parallel dem geometrischen Schatten der Spaltränder laufen. Man erkennt im Allgemeinen wieder einen breiten Interferenzstreifen in der Nähe des geometrischen Schattens des Lamellenrandes, dem ersten Minimum entsprechend, auf den nach außen (von der Spaltmitte aus gerechnet) andere ihm parallele Interferenzstreifen mit abnehmender Breite folgen, je dem 2ten, 3ten usw. äußeren Minimum entsprechen. Minima verschiedener Ordnung sind in diesem Falle nicht zu unterscheiden. Die größere oder geringere Deutlich-

keit der Minima hängt von der Dicke der Jodsilberlamelle ab. Lage und Deutlichkeit oder Intensität des 1sten, 2ten, 3ten usw. Minimums ist dieselbe wie an der gleich dicken Stelle einer keilförmigen Jodsilberschicht.

Dasselbe gilt auch von den inneren Interferenzstreifen, welche innerhalb des durch den leuchtenden Punkt und die Spaltränder bestimmten Schattenkegels auftreten und auf welche ich noch weiter unten (§. 106) zurückkommen werde.

Bei einer Jodsilberschicht von gleichförmiger Dicke kann es daher vorkommen, daß die Minima für eine bestimmte Farbe, etwa blau, sehr deutlich und intensiv sind, für eine andere Farbe dagegen, z. B. für roth, kaum wahrnehmbar. Das letztere wird der Fall seyn, wenn die Jodsilberschicht eine Dicke hat, die der Gränze der Minima verschiedener Ordnung bei einer keilförmigen Jodsilberschicht für rothes Licht entspricht.

Bringt man in einer Jodsilberschicht von gleichmäßiger Dicke einen Spalt von der Form Fig. 20 Taf. II an, dessen Breite sich plötzlich ändert, so ist eine Aenderung der Lage des ersten Minimum oder der folgenden äußeren Minima gegen den geometrischen Schatten der Gränzlinie *AB* an der Stelle *C* nicht zu bemerken; wohl aber ändert sich die Lage der inneren Interferenzstreifen bei *C*, deren Lage und Intensität wesentlich von der Breite des Spaltes abhängt. Diese Abhängigkeit tritt noch deutlicher hervor, wenn man den Spalt nicht durch parallele Linien, wie in Fig. 20 Taf. II, sondern durch geneigte, wie in Fig. 21, begränzt.

Die Lage der äußeren Minima ist also von der Breite des Spaltes unabhängig, während Lage und Ansehen der inneren Minima wesentlich mit der Spaltbreite sich ändern. Diefs gilt sowohl von keilförmigen Jodsilberlamellen, wie von Lamellen gleicher Dicke.

Ganz ähnliche Erscheinungen wie bei Jodsilber nimmt man an keilförmigen Collodiumschichten wahr, in welchen ein Spalt in ähnlicher Weise, wie im Jodsilber, angebracht ist. Man darf jedoch bei der Herstellung des Spaltes keinen Hobel benutzen, sondern muß die Collodiumschicht

dem scharfen Messer durchschneiden, und das schmale
 zwischen zwei Schnitten mit der Pincette ab-
 . Der einzige Unterschied ist, daß die Minima ver-
 nerer Ordnung durch andere Dicken begränzt sind
 anders gegen den geometrischen Schatten der Gränze
 , wie bei Jodsilber, daß also die Lage der Minima
 Brechungsexponenten der Substanz der dünnen Lamelle
 ist.

Statt nun einen Spalt in einer dünnen Jodsilberschicht
 einzulegen, kann man auch einen schmalen Streifen Jod-
 stehen lassen, so daß er auf beiden Seiten durch
 Streifen Luft begränzt ist.

Man sieht dann an dem schmalen Jodsilberstreifen einen
 ähnlichen breiten Interferenzstreifen in der Nähe des
 trischen Schattens des Lamellenrandes wie bei einem
 im Jodsilber. Ich werde diesen breiten Interferenz-
 n ebenfalls 1stes Minimum nennen. Außerhalb des
 den leuchtenden Punkt und die Lamellenränder be-
 den Schattenkegels liegen dann andere dunkle Inter-
 streifen von abnehmender Breite, die wie früher 2tes,
 sw. äußeres Minimum heißen mögen. Die innerhalb
 erwähnten Schattenkegels liegenden Interferenzstreifen
 wieder innere Minima heißen.

Die Lage und Ansehen der inneren Minima hängt von der
 der Jodsilberstreifen ab.

Die äußeren Minima sind von der Streifenbreite der
 le unabhängig und bilden dunkle Interferenzstreifen,
 die jedoch nicht wie bei einem Spalt im Jodsilber nach
 dünnsten Stelle der Lamelle convergiren, sondern di-
 en, wie Fig. 19 Taf. II zeigt. Im übrigen sind diese
 en Minima den an Spalträndern beobachteten äußeren
 is sehr ähnlich und scheinen mit diesen symmetrische
 lt zu haben. Die äußeren Interferenzstreifen zeigen
 linimum und Maximum der Lichtintensität bei dersel-
 Jodsilberdicke, mögen sie an den Schattenrändern ei-
 paltes oder eines Jodsilberstreifens auftreten.

Man kann allgemein sagen, daß *das erste Minimum nie-*

nals parallel dem geometrischen Schatten läuft, sondern sich nach der Seite hinzieht, wo das stärker brechende Medium dicker wird.

Der bloße Anblick eines solchen Minimums genügt also schon, um zu entscheiden, ob der Brechungsindex der Substanz der keilförmigen Lamelle größer oder kleiner als der Brechungsindex der Luft ist.

Es ist wohl kaum nöthig, darauf hinzuweisen, daß die äußeren Minima nach der im Vorhergehenden gewöhnlichen Bezeichnung in den von der (undurchsichtig gedachten) Lamelle geworfenen Schatten fallen oder außerhalb desselben, je nachdem man es mit einem Spalt in einer größeren Lamelle oder einem schmalen Streifen der durchsichtigen Lamelle zu thun hat.

94.

Aus den eben beschriebenen Erscheinungen läßt sich übersehen, daß die Streifen durch Interferenz von Licht entstehen, das theilweise innerhalb, theilweise außerhalb der dünnen Lamelle an der Gränzlinie derselben vorbeigegangen ist. Die Lage des ersten Minimums und vielleicht auch der folgenden äußeren Minima wird hauptsächlich durch Strahlen bestimmt, die in unmittelbarer Nähe des Lamellenrandes liegen, da die Lage dieser Minima von der Breite der Lamelle und der benachbarten Luftschicht unabhängig ist. Die Lage der äußeren Minima gegen den geometrischen Schatten der Lamellengränze ist also dieselbe, wie bei einem unendlich breiten Spalt in der Lamelle oder einem unendlich breiten Lamellenstreifen.

Ich betrachte zuerst die Lage des ersten Minimums gegen den geometrischen Schatten einer unendlich großen gleichförmig dicken, durch eine unendlich lange gerade Linie begränzten Lamelle. Eine große verticale Glasplatte sey oberhalb einer geraden horizontalen Linie AB mit einer dünnen gleichförmigen Schicht Jodsilber (oder einer andern durchsichtigen Substanz) bedeckt, unterhalb der Linie AB davon frei. Nach dem Huyghens'schen Princip¹⁾ kann

1) Huyghens, *traité de la lumière* 1690 p. 17.

man das Licht ansehen als herrührend von den Aethertheilchen an der Oberfläche der Glasplatte. Theilt man ähnlich wie Fresnel¹⁾ die Aethertheilchen oberhalb und unterhalb von AB in Zonen oder Gruppen, so daß das Licht jeder Zone von der halben vorhergehenden und der halben folgenden Zone zerstört wird, so werden nur die halben Zonen, die oberhalb und unterhalb AB unmittelbar an diese Linie gränzen, zur Wirksamkeit kommen. Die Betrachtung dieser beiden halben Zonen allein, die ich im Folgenden als halbe centrale Zonen bezeichnen werde, würde also genügen, um die Lichtintensität in dem geometrischen Schatten der Gränzlinie AB zu bestimmen.

Der geometrische Schatten der Lamellengränze muß dunkel oder hell seyn, je nachdem der Phasenunterschied Δ der interferirenden Strahlenbündel, von denen das eine durch Luft, das andere durch die dünne Lamelle gegangen ist, ein ungerades oder gerades Vielfache von π (einem Gangunterschiede von $\frac{\lambda}{2}$ entsprechend) beträgt. Die Dunkelheit wird um so vollständiger seyn, je weniger Licht an der Oberfläche der dünnen Lamelle durch Reflexion verloren geht. Ist die Dicke der Lamelle etwas größer oder kleiner, als einem Phasenunterschiede $\Delta = \pi, 3\pi$ etc. entspricht, so muß die dunkle Stelle verschoben seyn, und zwar von dem geometrischen Schatten des Lamellenrandes aus nach der Seite, wo das Licht sich langsamer fortgepflanzt hat, d. h. also nach der Seite der dünnen Lamelle, wenn die Dicke größer, nach der entgegengesetzten Seite, wenn sie kleiner war.

Ist der Phasenunterschied $\Delta = 0, 2\pi$ etc., so wird im geometrischen Schatten der Lamellengränze ein Maximum der Lichtintensität auftreten. In dem geometrischen Schatten der Gränze können also je nach der Dicke der Lamelle alle möglichen Lichtintensitäten vorkommen.

Statt nun verschiedene Lamellen von verschiedener aber gleichförmiger Dicke zu betrachten, die durch gerade Linien

1) *Fresnel, de la lumière p. 57. 1822.*

begrenzt sind, kann man auch eine keilförmige Lamelle betrachten, deren Dicke längs der geradlinigen Gränze allmählich zunimmt. Der geometrische Schatten der verschiedenen Stellen der Gränzlinie der keilförmigen Lamelle wird dieselbe Erscheinung zeigen, wie der geometrische Schatten der Gränzlinie einer gleichförmig dicken Lamelle von gleicher Dicke wie die betreffende Stelle der keilförmigen Schicht. Der breite dunkle Interferenzstreifen, dem letzten Minimum entsprechend, wird an den Stellen, die einem Phasenunterschied $d = \pi, 3\pi$ etc. entsprechen, mit dem geometrischen Schatten zusammenfallen, an den übrigen abweichen, und wegen der allmählich sich ändernden Lamellendicke in einer Curve verlaufen, die gegen den geometrischen Schatten geneigt ist, und nach der Seite der Lamelle verläuft, wo diese dicker wird. Die Interferenzstreifen müssen verschwinden, und werden dadurch in verschiedene Ordnungen abgetheilt erscheinen an den Stellen, wo der Phasenunterschied $0, 2\pi, 4\pi$ etc. beträgt.

Die einzelnen Interferenzstreifen müssen dabei ziemlich breit seyn, in ähnlicher Weise wie die Interferenzstreifen bei zwei Fresnel'schen Spiegeln, wenn man den Winkel der Spiegel sehr klein werden oder die virtuellen Bilder des leuchtenden Punktes sehr nahe zusammenfallen läßt. (Vergl. §. 102). Die beiden interferirenden Strahlenbündel rühren im vorliegenden Falle ebenfalls von den beiden unmittelbar (im Lamellenrande) aneinander gränzenden centralen halben Zonen her, deren Breite nur klein ist.

Wiewohl diese ganze Betrachtung streng genommen nur für eine unendlich große durch eine gerade Linie begrenzte Lamelle gilt, so wird sie doch auch noch angenähert gelten für Lamellen, deren Breite viele Zonen, oder viele Wellenlängen umfaßt, so daß die äußersten halben Zonen unberücksichtigt gelassen werden können. Da man nämlich niemals vollkommen homogenes Licht anwendet, so werden bei großen Werthen des Phasenunterschiedes Maxima und Minima von Farben übereinanderfallen, deren Wellenlänge sich so wenig unterscheidet, daß das Auge sie für identisch

hält und überall dieselbe Lichtintensität wahrzunehmen glaubt. Die von der Interferenz der Strahlen der äußersten und der centralen halben Zonen herrührenden Maxima und Minima werden also nicht wahrzunehmen seyn. Die Maxima und Minima der Interferenzstreifen, die von der gegenseitigen Einwirkung der äußersten halben Zonen aufeinander herrühren, werden aber nur in der Nähe des geometrischen Schattens ihrer gemeinschaftlichen Gränzlinie deutlich seyn, und gegen die Interferenzstreifen in der Nähe des geometrischen Schattens der Gränzlinie AB der centralen halben Zonen vollkommen zurücktreten oder verschwinden.

Die Erfahrung bestätigt, wie aus der Beschreibung der Erscheinungen im vorigen §. hervorgeht, diese theoretischen Betrachtungen vollkommen, und dasselbe gilt von den im Folgenden mitzutheilenden Messungen.

Da die hier beschriebenen Interferenzstreifen von Strahlen herrühren, welche fast genau an derselben Stelle durch die Glasplatten gegangen sind, so werden sie auch von Unregelmäßigkeiten der Substanz und der Oberfläche des Glases fast gar nicht beeinflusst. Man kann gewöhnliches Spiegelglas statt geschliffener Planparall-Gläser ohne Nachtheil benutzen, und hat keine Trübung der Versuche durch Schlieren oder Unebenheiten des Glases zu fürchten. Dies ist der Grund, weshalb ich diese Interferenz-Erscheinungen näher untersucht habe. Für Messungen stehen sie anderen Interferenzstreifen, besonders den §. 80 beschriebenen, weit nach. Man kann keinen Jamin'schen Compensator oder ähnliche Apparate dabei benutzen. Sie übertreffen aber alle anderen durch die Leichtigkeit und Sicherheit der Beobachtung und die geringen Hülfsmittel, die zu ihrer Herstellung erforderlich sind.

Ein versilbertes Uhrglas (§. 71), das man in die Sonne stellt, eine vor das Auge gehaltene Lupe und ein Stückchen Spiegelglas mit der zu untersuchenden Substanz reichen vollkommen aus, sobald es sich nicht um Messungen handelt.

Man hat also

$$1. \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{Dunkelheit für } d = \frac{\epsilon}{\lambda} (n-1) 2\pi \\ \text{Helligkeit für } d = \end{array} \right.$$

wo m jede ganze Zahl 0, 1, 2 ... bei der Lamelle auf welche die Strahlen λ die Wellenlänge des Lichtes in Luft, n die Brechungsindex der Substanz der Lamelle

Nennt man λ_1 die Wellenlänge des Lichtes in der Lamelle selbst, so ist

$$n\lambda_1 = \lambda$$

$$2. \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{Dunkelheit für } \epsilon = (2m + 1) \lambda_1 \\ \text{Helligkeit für } \epsilon = 2m \lambda_1 \end{array} \right.$$

Die Gleichungen 2 sind für die Beobachtung bequemer, als die Dicke der Lamelle, ϵ in Vielfachen von λ_1 gefunden wird.

Eine keilförmige Jodsilber-Lamelle T wird beschrieben Weise auf dem Schlitten Q (Fig. 4, Taf. II) so aufgestellt, daß die Spalte S vertikal, der 1^{mm},317 breite Spalt horizontal

Die vom leuchtenden Punkt

Messingschiene W fest angeschraubt, so daß ihre Theilstriche parallel mit W liefen. Der Zeiger Z zeigte auf den Nullpunkt der Theilung, wenn V parallel mit W stand und die durch die dünnste Stelle des Jodsilbers gegangenen Strahlen den Nullpunkt N der Mikrometertheilung der Fresnel'schen Lupe trafen.

Durch Drehen des Messingarmes V konnte man den Punkt N der Mikrometertheilung auf das I. II. usw. Minimum oder Maximum des breiten Interferenzstreifens in der Nähe des geometrischen Schattens der Jodsilbergränze bringen, und den Stand y des Zeigers Z gegen die Millimetertheilung ablesen. Abgesehen von einer kleinen Correction, davon herrührend, daß der Zeiger Z einen Kreisbogen und nicht eine gerade Linie senkrecht gegen die Messingschiene W beschrieb, wird dann die Entfernung x der betreffenden Stelle der Jodsilberschicht von der dünnsten Stelle oder der Mitte des Keiles durch den Ausdruck bestimmt:

$$3. \quad x = y \frac{a}{a+b}.$$

In den folgenden Tabellen ist gleich der Werth von x mit Berücksichtigung der erwähnten Correction in Millimetern angegeben.

Die Dicke des Jodsilbers wurde aus diesen Werthen von x durch besondere Beobachtungen mit einer graphischen Interpolation in folgender Weise gefunden.

Auf der mit Jodsilber belegten Glasplatte wurde eine auf Glas getheilte Millimeterscala so befestigt, daß die Theilstriche das Jodsilber berührten und senkrecht gegen die Wände des Spaltes im Jodsilber standen. Blickte man nahezu senkrecht auf die von weißem Wolkenlicht erleuchtete keilförmige Jodsilber-Lamelle durch ein rothes Glas, so bemerkte man parallel der Schneide des Keils dunkle und helle Interferenzstreifen, den reflectirten Newton'schen Ringen zwischen einer Linse und einem Planquadrant entsprechend. Ich maß nun in unmittelbarer Nähe der Spaltränder die Entfernung E des 1ten, 2ten usw. dunklen Newton'schen Interferenzstreifens, dem ersten, zweiten usw.

Newton'schen Ringe entsprechend, von der dünnsten Stelle des Keiles. Die Stellen der größten Dunkelheit und Helligkeit haben bekanntlich eine Dicke, die ein gerades oder ungerades Vielfache von einer Viertelwellenlänge des Lichtes in der Lamelle beträgt. Die gemessenen Werthe von E wurden als Ordinaten einer Curve aufgetragen zu den Dicken $\frac{2\lambda}{4}$, $\frac{4\lambda}{4}$ usw. als Abscissen, und die Endpunkte der Ordinaten durch einen Curvenzug verbunden. Man hatte dann nur auf der Curve die Ordinaten zu suchen, deren Länge $= x$ war. Die zugehörige Abscisse gab die Dicke der Lamelle an der durch x bestimmten Stelle, gemessen in Viertel-Wellenlängen des rothen Lichtes im Jodsilber. Wollte man die Dicke in Viertel-Wellenlängen einer anderen Farbe, Weiß oder Blau, kennen, so war die Dicke noch mit dem Verhältniß der Wellenlängen in Luft für Roth und diese neue Farbe zu multipliciren.

Wenn bei diesem Verfahren die Dispersion des Lichtes in Jodsilber und in Luft gleich genommen wird, so ist das freilich unrichtig. Der dadurch begangene Fehler liegt aber noch innerhalb der Genauigkeit, die dergleichen Beobachtungen überhaupt zulassen. Die hellste oder dunkelste Stelle der nicht scharf begränzten Interferenzstreifen läßt sich nur annähernd schätzen.

Da das Jodsilber rechts und links von der dünnsten Stelle nicht gleich war, so sind die Messungen rechts und links als Messungen an zwei ganz verschiedenen Lamellen aufzufassen.

In der folgenden Tabelle sind die Werthe von x angegeben, für welche man mit der Fresnel'schen Lupe ein Maximum oder Minimum der Lichtintensität im geometrischen Schatten der Lamellengränze wahrnahm. Die graden Indices der x unterscheiden die Maxima verschiedener Ordnung von einander, die ungraden Indices die Minima. Die angegebenen Zahlen sind das Mittel aus 6 Bestimmungen. Die letzten Spalten enthalten die den verschiedenen Werthen von x entsprechenden Jodsilberdicken gemessen in

Viertel-Wellenlängen des Lichtes im Jodsilber. Die Wellenlängen der farbigen Gläser in Luft waren $0_{\text{mm}},5888$, $0_{\text{mm}},5505$, $0_{\text{mm}},4443$.

LXIX.

Keilförmiges Jodsilber No. 102. (Spaltbreite = $1_{\text{mm}},317$.)

Farbe	Entfernung von der dünnsten Stelle.						Dicke der Lamelle.					
	x_1	x_2	x_3	x_4	x_5		Min. I.	Max. I.	Min. II.	Max. II.	Min. III.	Max. III.
Roth	links	mm 8,49	mm 15,77	mm 26,83	mm 37,75		$\frac{\lambda_1}{x}$ 4,23	$\frac{\lambda_1}{x}$ 8,18	$\frac{\lambda_1}{x}$ 11,95	$\frac{\lambda_1}{x}$ 16,95		
	rechts	7,2	13,72	26,03	30,63		3,86	6,93	11,23	13,17		
Weiß	links	8,18	13,80	20,62	28,19	36,23	4,48	7,80	11,06	13,79	17,58	
	rechts	6,59	11,52	18,04	24,86		3,46	6,63	10,66	12,93		
Blau	links	6,90	10,99	16,07	21,98		4,25	7,81	10,94	14,25		
	rechts	5,68	9,47	14,41	18,65		4,19	6,96	11,75	13,65		
							Mittel:	4,08	7,38	11,26	14,01	17,58
							ber:	3,6	7,2	10,8	14,4	18

Man sieht aus diesen Zahlen, wie für die verschiedenen Farben Minima und Maxima nahezu bei derselben Lamellendicke auftreten, sobald diese in Viertel-Wellenlängen des betreffenden Lichtes gemessen wird. Unter dem Mittel der für die verschiedenen Maxima und Minima beobachteten Lamellendicken stehen die mit Hülfe der Gleichung 2 berechneten Werthe, den Brechungsexponenten des Jodsilbers zu 2,25 angenommen, was mit den Angaben von Fizeau¹⁾ (2,246) und Des Cloizeaux²⁾ (2,23) nahe übereinstimmt.

96.

Noch einfacher läßt sich die Lage der Maxima und Minima in der Weise bestimmen, daß man auf der Jodsilberschicht eine auf Glas getheilte Millimeterscala befestigt und nun mit einer vor das Auge gehaltenen Lupe in 50^{mm} Entfernung hinter der Scala die Interferenzstreifen betrachtet. Die Entfernung x der Maxima oder Minima verschiedener Ordnung von der dünnsten Stelle des Jodsilbers läßt sich dann sehr gut direct an den Theilstrichen der Millimeterscala beobachten. Die den gemessenen Werthen von x entsprechenden Jodsilberdicken wurden wie früher mit Hülfe der Newton'schen Farbenstreifen, welche die Jodsilberschicht im reflectirten rothen Lichte zeigte, durch graphische Interpolation bestimmt.

In der folgenden Tabelle gebe ich gleich die Dicken des Jodsilbers, gemessen in Viertel-Wellenlängen des Lichtes im Innern der Lamelle an zwei schmalen Jodsilber-Streifen von 1^{mm},212 und 1^{mm},933 Breite. Die angegebenen Zahlen sind das Mittel aus 6 Bestimmungen.

1) *Compt. rend. T. LII, p. 273, 1861.*

2) *Compt. rend. T. LXIV, p. 314, 1867.*

LXX.

Keilförmiges Jodsilber No. 102.

Farbe	Streifenbreite 1 mm, 212			Streifenbreite 1 mm, 933.		
	Min. I.	Max. I.	Min. II.	Max. I.	Min. II.	Max. II.
Roth	$\frac{1}{2}$ 4,44	$\frac{1}{2}$ 7,07	$\frac{1}{2}$ 11,50	$\frac{1}{2}$ 3,73	$\frac{1}{2}$ 6,97	$\frac{1}{2}$ 11,96
	rechts	4,48	11,27	4,92	7,54	11,68
Weiß	links	4,14	10,59	3,71	6,97	10,40
	rechts	3,45	7,03	9,99	7,18	11,96
Blau	links	4,27	6,54	10,23	3,70	5,99
	rechts	3,70	6,55	10,60	3,96	7,53
Mittel:	4,08	6,82	10,69	3,96	6,93	11,02
ber.:	3,6	7,2	10,8	3,6	7,2	10,8
						13,75
						14,4
						17,97
						18

Die beobachteten Werthe der Jodsilberdicken stimmen mit den nach Gl. 2 berechneten ebenfalls wieder nahe überein.

97.

Aehnliche Beobachtungen, wie in §. 95, wurden auch an einer keilförmigen Collodiumschiicht angestellt, die dadurch entstanden war, daß man verdünnte Collodiumlösung zwischen einer Glasröhre von 24^{mm} Durchmesser und einem Planglase hatte eintrocknen lassen. Das an dem Planglase angetrocknete Collodium wurde bis auf einen 2^{mm},3 breiten Streifen entfernt und die Interferenzstreifen in der Nähe des geometrischen Schattens des Lamellenrandes in der §. 95 angegebenen Weise beobachtet. Die Entfernungen a und b des leuchtenden Punktes und der Mikrometertheilung von der Lamelle waren dieselben wie dort. Die Entfernungen x der Maxima und Minima von der dünnsten Stelle der keilförmigen Lamelle konnten mit Hilfe der Gleichung 3 §. 95 berechnet werden aus den direct mit der Mikrometertheilung der Fresnel'schen Lupe gemessenen Werthen von y . Der Messingarm V (Fig. 4, Taf. I) wurde dabei nicht bewegt.

Die den verschiedenen x entsprechenden Lamellen-Dicken wurden aus der Beobachtung der reflectirten Newton'schen Farbenstreifen durch ein Glasmikrometer im Ocular eines Mikroskops bestimmt, dessen Axe nahezu senkrecht gegen die Collodiumschiicht stand. Die Reflexion an der Hinterfläche des Planglases wurde durch Auftragen von schwarzer Oelfarbe beseitigt, die Collodiumschiicht mit einer Natron-Flamme erleuchtet und mit dem Glasmikrometer der Abstand der dunklen und hellen Interferenzstreifen, dem ersten, zweiten usw. Newton'schen Ringe entsprechend, von der dünnsten Stelle der Lamelle bestimmt. 22^{cm},6 des Glasmikrometers entsprachen 1^{mm}. Durch graphische Interpolation wurde dann nach dem beim Jodsilber §. 95 beschriebenen Verfahren die Dicke der Collodiumschiicht, gemessen in Viertel-Wellenlängen des Lichtes im Innern derselben, für jede Entfernung x und die betreffende Farbe ge-

funden. Die Dispersion des Collodiums wurde wieder gleich der der Luft angenommen.

Bei der Berechnung wurde als Brechungsexponent des Collodiums $n = 1,368$ angenommen, ein Werth, der aus diesen Beobachtungen selbst abgeleitet ist. Der Brechungsexponent des sehr hygroskopischen Collodiums ist nämlich zu verschiedenen Zeiten verschieden, und dünnere Collodiumhäutchen, die leichter austrocknen, können sehr wohl einen anderen Brechungsexponenten als dickere besitzen. Bei der keilförmigen Collodium-Lamelle, auf die sich die Angaben der folgenden Tabelle beziehen, erschien freilich die dünnste Stelle dunkel, während der Brechungsexponent 1,368 (zwischen dem der Luft 1 und des Planglases 1,51 liegend) eine helle Mitte hätte erwarten lassen. Die dünnste Stelle des Collodiums scheint daher einen anderen Brechungsexponenten $> 1,51$ gehabt zu haben. Directe Bestimmungen des Polarisationswinkels von trockenen Collodiumhäutchen ergaben etwa 58° , was einem Brechungsexponenten 1,6 und einem dunklen centralen Fleck der reflectirten Newton'schen Ringe entsprechen würde.

Macht man die meiner Meinung nach unwahrscheinliche Annahme, daß die Dicke des Collodiums an der dünnsten Stelle $\frac{\lambda_1}{4}$ betragen habe, so würde das einem Brechungsexponenten 1,336 entsprechen. Die mit diesem nach Gleichung 2 berechneten Werthe der Lamellendicke stimmen dann auch noch, wiewohl schlechter als die in Tabelle LXXI aufgeführten, mit den berechneten überein.

Die angegebenen Zahlen sind das Mittel aus drei Messungen.

LXXI.

Keilförmiges Colloidum (Streifenbreite 2^{mm}, 3).

$n = 1,368$

$a = 962^{mm}$ $b = 290^{mm}$

Farbe	Entfernung von der dünnsten Stelle						Dicke der Lamelle			
	x_1	x_2	x_3	x_4	x_5	Min. I.	Max. I.	Min. II.	Max. II.	Min. III.
Roth	min	1,199	1,514	1,698	1,921	λ_1 7,32	λ_1 13,90	λ_1 22,11	λ_1 27,5	λ_1 36,02
	rechts	1,227	1,550	1,692	1,914	7,52	15,41	25,32	30,95	41,27
Weiß	links	0,801	1,096	1,455	1,608	7,09	12,80	22,48	26,96	36,51
	rechts	0,820	1,129	1,428	1,608	7,35	14,29	22,90	30,95	41,11
Blau	links	0,714	1,016	1,268	1,468	7,01	13,25	20,88	28,83	35,75
	rechts	0,753	1,065	1,321	1,524	7,76	15,84	22,53	32,33	43,74
					Mittel:	7,84	14,24	22,70	29,40	39,06
					ber.:	7,44	14,87	22,31	29,75	37,18

23
23

Die Lage der Maximal- und Minimal-Stellen der Interferenzstreifen ändert sich, und rücken dieselben näher an die dünnste Stelle der Lamelle, wenn man diese gegen die einfallenden Strahlen neigt oder den Einfallswinkel J vergrößert, da dann der Phasenunterschied der durch die Lamelle und neben derselben vorbeigegangenen Strahlen zunimmt.

Neigt man eine dünne Lamelle von gleichförmiger Dicke gegen die einfallenden Strahlen, so wird man in der Nähe des geometrischen Schattens der Gränze dasselbe beobachten, als ob man an einer keilförmigen Lamelle von dünneren zu dickeren Stellen fortginge. Es werden je nach der ursprünglichen Dicke der Lamelle bei einer bestimmten Farbe die Minima einer bestimmten Ordnung mit wachsender Neigung oder wachsendem Einfallswinkel J erst deutlicher, dann wieder undeutlicher werden und, nachdem sie vollständig verschwunden sind, später von neuem wieder auftreten. Diese Aenderungen müssen für verschiedene Farben bei verschiedenem J auftreten. Da der Phasenunterschied \mathcal{A} vom Brechungsexponenten abhängt, so muß für dieselbe Farbe bei verschiedenen Substanzen die Lage der Interferenzstreifen gegen den geometrischen Schatten ihrer Gränze sich verschieden mit J ändern.

Diese Schlüsse wurden durch den Versuch vollkommen bestätigt. Ich habe dabei Lamellen von Jodsilber bis zu 100^{μ} und von Collodium bis zu 200^{μ} Breite benutzt, die auf Platten von sehr vollkommenem Spiegelglas lagen, und mit Hülfe der §. 92 beschriebenen Hobelmaschine durch gradlinige Schnittflächen begränzt waren. Bei der geringen Dicke der Lamellen erschienen diese Schnittflächen natürlich als grade Linien. Der Verlauf der ziemlich complicirten Erscheinungen, bei denen ich jedoch messende Versuche nicht angestellt habe, war aus den an keilförmigen Lamellen beobachteten Erscheinungen vollkommen vorher zu sagen.

Eine Abhängigkeit der Erscheinung von der Gestalt der

Schnittflächen, die sich mit Form und Neigung des Hobels oder Messers ändern müßte, habe ich nicht wahrnehmen können, offenbar weil die Unterschiede bei der geringen Dicke der Lamellen zu unbedeutend waren. Es gilt das sowohl von keilförmigen Lamellen, als von solchen gleicher Dicke.

99.

Aehnliche Interferenzstreifen, wie sie durchgehendes Licht in der Nähe des geometrischen Schattens der Gränze einer dünnen Lamelle zeigt, lassen sich auch im reflectirten Lichte beobachten.

Die Lichtstrahlen kann man ansehen als herrührend von den virtuellen Bildern des leuchtenden Punktes in der oberen Fläche der Lamelle oder des Planglases, auf welchen die Lamelle liegt. Das virtuelle Bild der ersteren wird vor dem virtuellen Bilde der zweiten liegen; die Erscheinungen müssen also ebenso seyn, als ob Strahlen auf eine dünne Lamelle unter einem Winkel J aufgefallen und durchgegangen sind. Der Phasenunterschied der interferirenden Strahlen oder die Lage der Interferenzstreifen gegen den von dem virtuellen Bilde des leuchtenden Punktes entworfenen geometrischen Schatten des Lamellentandes wird mit dem Winkel J sich ändern, unter dem Lamelle und Planglas das Licht reflectiren, dagegen von dem Brechungsexponenten der Substanz der Lamelle unabhängig seyn. Auf die an der gemeinschaftlichen Gränzfläche von Lamelle und Planglas reflectirten Strahlen nehme ich dabei keine Rücksicht.

Nimmt man an, daß die Strahlen von einem unendlich weit entfernten leuchtenden Punkt P auf die Gränze B von Lamelle BB_1 und Planglas GG_1 auffallen, so ist der Gangunterschied der interferirenden Strahlen (Fig. 22, Taf. I) AO und $BO = AC + AB$, oder der Phasenunterschied

$$4. \quad \Delta = \frac{AC + BC}{\lambda} 2\pi = \frac{2E \cdot \cos J}{\lambda} 2\pi = \frac{2E \cdot \cos J}{n\lambda_1} 2\pi$$

wo ε und n Dicke und Brechungsexponenten der Lamelle, λ und λ_1 die Wellenlänge in Luft und im Innern der Lamelle, J den Einfallswinkel bezeichnet, unter welchem die Strahlen auf Lamelle und Planglas auffallen.

In der Nähe des geometrischen Randschattens muß Dunkelheit oder Helligkeit seyn, sobald der Phasenunterschied der interferirenden halben centralen Zonen (vergl. §. 94) ein ungerades oder grades Vielfache von π ist, oder

$$5. \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{Helligkeit für } \varepsilon = 2m \cdot \frac{n}{\cos J} \frac{\lambda_1}{4} \\ \text{Dunkelheit für } \varepsilon = (2m + 1) \frac{n}{\cos J} \frac{\lambda_1}{4} \end{array} \right.$$

wo m jede ganze Zahl 0, 1, 2 ... bedeutet.

Die Beobachtungen wurden in der Weise angestellt, daß die Glasplatte mit dem keilförmigen Jodsilber vertikal auf dem Kreise K, K_1 des Apparates Fig. 4, Taf. II in der §. 93 beschriebenen Weise aufgestellt wurde, die mit Jodsilber belegte Seite dem Heliostaten zugewandt, senkrecht gegen die einfallenden Strahlen. Die am Kreise K, K_1 abgelesene Drehung gab den Einfallswinkel J .

An einem Spalt beobachtet man die in Fig. 19, an einem Jodsilberstreifen die in Fig. 18 abgebildete Erscheinung, umgekehrt wie für durchgehendes Licht. Die inneren Interferenzstreifen fehlen in der Zeichnung. Die äußeren Interferenzstreifen bilden also wieder dunkle Linien oder Curven, die gegen den geometrischen Schatten der Lamellen-gränze geneigt sind und nach der Seite verlaufen, wo das Jodsilber dicker oder der Phasenunterschied kleiner wird.

Gleichzeitig mit den erwähnten Interferenzstreifen bemerkt man aber auch die breiten parallel der Kante des Keiles verlaufenden Newton'schen Interferenzstreifen, welche den Newton'schen Ringen entsprechen. Angenommen nun, die Minimal- oder Maximalstelle des Lichtes fielen mit dem p ten Newton'schen Interferenzstreifen zusammen, so ist die Dicke ε_p der Lamelle bekanntlich durch die Relation bestimmt

$$\varepsilon_p = \frac{p}{\cos J_1} \frac{\lambda_1}{4}$$

wo J_1 der zu J gehörige Brechungswinkel im Innern der Lamelle bedeutet. Setzt man diesen Werth in die Gleichung 5 ein, so hat man

$$6. \left\{ \begin{array}{l} \text{Helligkeit für } p = 2m \frac{n \cdot \cos J_1}{\cos J} \\ \text{Dunkelheit für } p = (2m + 1) \frac{n \cdot \cos J_1}{\cos J} \end{array} \right.$$

Für senkrecht oder nahezu senkrecht auffallende Strahlen geben die Vielfachen des Brechungsindex direct die Ordnung der Newton'schen Farbenstreifen, wo ein Maximum oder Minimum der Lichtintensität auftritt.

Die Beobachtungen konnten mit weißem Licht nicht angestellt werden, da man mit diesem nur 7, also zu wenig Newton'sche Interferenzstreifen im reflectirten Lichte wahrnimmt.

Für Jodsilber fand ich im Mittel aus mehreren Bestimmungen ($n = 2,25$):

LXXII.

	Min. I.	Max. I.	Min. II.	Max. II.	Min. III.	Max. III.
$J = 5^\circ$						
Roth beob. $p =$	3	4,4	7	9	11	13
Blau beob. $p =$	2,8	4,9	7	9	11	
ber. $p =$	2,25	4,5	6,75	9	11,25	13,5
$J = 45^\circ$						
Roth beob. $p =$	3	6,25	9,4	13	16	
ber. $p =$	3,02	6,04	9,06	12,08	15,1	

Für $J = 80^\circ$ würde bei $p = 11,65$ im reflectirten Lichte das Minimum I, bei $p = 23,3$ das Maximum I erscheinen. Die keilförmige Jodsilberplatte, welche bei senkrecht auffallenden Strahlen Minima und Maxima dreier Ordnungen gezeigt hatte, kann bei diesem Einfallswinkel kaum noch das Minimum I deutlich zeigen.

Ueberhaupt werden im reflectirten Licht um so weniger Minima erscheinen, je größer J wird.

Die Versuche sind hiermit in voller Uebereinstimmung.

Die Minima und Maxima der Lichtintensitäten erschienen bei denselben Lamellendicken, mochten die Beobachtungen an Spalten in keilförmigem Jodsilber oder an schmalen Jodsilberstreifen angestellt werden.

Wollte man, was bisher nicht geschehen ist, das an der

Hinterfläche des Jodsilbers reflectirte Licht berücksichtigen, so würde die reflectirende Fläche nicht mehr in der Vorderfläche des Jodsilbers zu suchen seyn, sondern im Innern der Jodsilberschicht, und um so weiter von der Vorderfläche entfernt, je mehr Licht die Hinterfläche reflectirt.

Der dem p ten Newton'schen Ringe entsprechende Phasenunterschied ist dann kleiner, als er im Vorhergehenden angegeben wurde, und daher die beobachteten Werthe von p im Allgemeinen grösser als die berechneten.

100.

Es fragt sich ferner, wie ändert sich die Farbe des geometrischen Schattens der Lamellengränze, wenn man unter verschiedenen Winkeln J Licht eines leuchtenden Punktes auf die Lamelle auffallen und von ihr auf eine Fresnel'sche Lupe reflectiren läßt?

Nennt man α die vom Glase, ρ die von der dünnen Lamelle reflectirte Amplitude, so ist die reflectirte Lichtintensität R^2 im geometrischen Schatten des Lamellenrandes

$$R^2 = (\alpha + \rho)^2 - 4\alpha\rho \cdot \sin^2 \frac{A}{2}$$

und

$$A = \frac{2\epsilon \cos J}{n\lambda_1} 2\pi$$

oder die Farbe des geometrischen Schattens muß sich mit wachsendem A wie die Farbe der durchgelassenen Newton'schen Farbenringe ändern. Mit abnehmender Dicke der Lamelle oder zunehmendem Einfallswinkel J nimmt A ab. Die Farben müssen also dieselbe Reihenfolge haben, wenn man auf den geometrischen Schatten des Randes einer keilförmigen Lamelle entweder zu geringeren Dicken fortschreitet, oder wenn man bei derselben Dicke den Einfallswinkel vergrößert. Die Reihenfolge ist dieselbe, wie wenn man bei den Newton'schen Farbenringen im durchgelassenen Licht von dickeren zu dünneren Luftschichten übergeht. Dieselbe Farbe muß für dickere Lamellen bei größeren Einfallswinkeln auftreten und bei sehr großen Einfallswinkeln müssen verschieden dicke Lamellen dieselbe Erscheinung zeigen.

In der That lehrt dies der Versuch.

Eine auf der Rückseite mit Oelfarbe geschwärzte, auf der Vorderseite zur Hälfte mit einer keilförmigen Collodiumlamelle belegte Glasplatte wurde in der im vorigen §. angegebenen Weise in 900^{mm} Entfernung vom leuchtenden Punkt aufgestellt. Die Gränze der Collodiumlamelle stand vertikal. Mit einer Lupe wurde die Farbe des Lamellenrandes von drei verschieden dicken Stellen für verschiedene Einfallswinkel J beobachtet, unter denen die Strahlen auf die Glasplatte auffielen.

Die folgende Zusammenstellung giebt die Beobachtungen.

LXXIII.

Reflectirtes Licht.

J	Collodium - Lamelle		
	dünn	dicker Farbe.	am dicksten
2°	Violet	Grün	Grün
10	bläul. Violet	grünl. Blau	Grün
20	Violet	Viol. Blau	Grün
30	Braunroth	Violet	Violet
40	Hellgrün	Grün	Grün
50	Blau	Blau	Grünl. Blau
60	Orange	Blau	Dunkel Violet
70	Blau	Blau	Blau
80	Schwarz	Schwarz	Schwarz

Das bei kleinen Einfallswinkeln beobachtete Grün war das sogenannte Grün dritter Ordnung,

Brachte man zwischen Lupe und Auge ein Nicol'sches Prisma, so blieb beim Drehen desselben die Farbe dieselbe, nur die Lichtintensität änderte sich.

101.

Geht man nicht parallel der Lamellengränze, sondern senkrecht gegen dieselbe fort, von der belegten zu der unbelegten Seite der Glasplatte, so trifft man, da die gekrümmten ersten Minima verschiedener Farbe neben und übereinander fallen, ebenfalls auf verschiedene Interferenzfarben,

ähnlich und in ähnlicher Reihenfolge wie bei den Newton'schen Farbenringen.

So folgten sich bei kleinen Einfallswinkeln an der dünnsten Stelle der Collodiumschicht im reflectirten Licht:

Schwarz, Violet, Roth, Gelb, Grün, Schwarz, Roth,
bei einem Einfallswinkel von 20°

Dunkelblau, Violet, Orange, Gelb, Grün etc.

Bei großen Einfallswinkeln war der dunkle oder schwarze Interferenzstreifen in der Nähe des geometrischen Schattens des Lamellenrandes auf der Seite der Lamelle (des beschleunigten interferirenden Strahlenbündels) *blau*, auf der Luftseite (der Seite des verzögerten interferirenden Strahlenbündels) *braun* gesäumt.

Dem entsprechend erscheint im durchgehenden Licht der breite dunkle Interferenzstreifen in der Nähe des geometrischen Schattens des Lamellenrandes auf der Lamellen-seite *braun*, auf der Luftseite *blau* gesäumt, umgekehrt wie im reflectirten Licht.

Aus der Lage dieses braunen oder blauen Saumes kann man also schliessen, welches der beiden interferirenden Strahlenbündel gegen das andere verzögert ist.

Ich habe diese Erscheinungen an verschieden dicken Lamellen von Collodium oder Jodsilber wahrnehmen können.

102.

Die eben beschriebenen Erscheinungen müßten auch mit zwei Fresnel'schen Interferenzspiegeln erhalten werden können, die genau parallel stehen und so verschoben sind, daß beide Spiegelebenen nicht genau in derselben Ebene liegen, sondern daß die eine dem leuchtenden Punkte etwas näher steht, als die andere.

Der Versuch ist nur in so fern schwierig auszuführen, als neben den Interferenzstreifen, um die es sich hier handelt, sofort die bekannten Fresnel'schen Interferenzstreifen auftreten, sobald die eine Spiegelebene beim Verschieben eine wenn auch noch so geringe Neigung gegen die andere bekommt, sobald also die Parallel-Verschiebung nicht absolut vollkommen ist.

Für diese Versuche genügt daher auch die vollkommenste der mir bekannten Parallel-Verschiebungen nur in beschränktem Maasse und es gehört einige Geduld und Uebung dazu, die beiden Spiegelebenen in die richtige Lage zu bringen. Der eine Spiegel war mit Wachs vertikal auf einem Schlitten aufgestellt und konnte mit diesem durch eine Schraube sanft auf einem gehobelten eisernen Rahmen, wie der Support einer Drehbank, verschoben werden. Der andere Spiegel war an einer vertikalen Axe befestigt, die durch einen langen Hebel und eine Schraube sehr langsam gedreht wurde, bis beide Spiegelebenen parallel standen. Gewöhnlich ragt die eine Spiegelebene an den verschiedenen Stellen verschieden weit über die andere hervor, und dann sind die Interferenzstreifen, wie bei einer keilförmigen Jodsilberlamelle, nicht genau parallel der Berührungslinie der Spiegelebenen, sondern schwach gegen dieselbe geneigt. Im geometrischen Schatten der Berührungslinie, bezogen auf das Spiegelbild des leuchtenden Punktes, tritt verschiedene Farbe oder verschiedene Lichtintensität auf, wenn man den Schlitten allmählig verschiebt. Die Farben folgen sich in derselben Weise, wie wenn man bei den früher beschriebenen Versuchen auf dem geometrischen Schatten zu anderen Dicken der keilförmigen Lamelle fortgeht. Die Interferenzstreifen rücken um so näher aneinander, je weiter sie von dem geometrischen Schatten entfernt liegen, und unterscheiden sich also dadurch wesentlich von den Fresnel'schen Interferenzstreifen, die alle gleich weit von einander abstehen.

Möglichst einfach und wohl am sichersten erhält man zwei parallele Spiegelflächen, die nahezu aber nicht genau in derselben Ebne liegen, dadurch, daß man einen Glas- oder Silberspiegel (polirte Silber-Belegung auf Glas) von 80^{mm} Länge und 30^{mm} Breite mit dem Diamanten in zwei 40^{mm} lange Stücke schneidet und diese nebeneinander auf eine dritte grössere Spiegelglasplatte legt. Haben beide Spiegel dieselbe Temperatur, so liegen ihre Flächen in derselben Ebne und man nimmt nichts besonderes wahr. Ist

aber der eine Spiegel ein wenig wärmer als der andere, so treten in der Nähe des geometrischen Schattens der Berührungslinie die in Rede stehenden Interferenzstreifen auf, sobald man die von einem leuchtenden Punkt ausgegangenen Strahlen von den Spiegeln reflectiren läßt und mit einer Lupe untersucht. Die Methode ist so empfindlich, daß man aus der Lage der Interferenzstreifen gegen den geometrischen Schatten ersehen kann, ob und welche Punkte des einen Spiegels höhere Temperatur haben. Beim Abkühlen des künstlich erwärmten Spiegels sieht man, wie im Allgemeinen an verschiedenen Stellen die Abkühlung verschieden schnell verläuft; die Interferenzstreifen verschieben sich dann längs des geometrischen Schattens der Berührungslinie und erscheinen gegen dieselbe geneigt.

Statt durch Erwärmen kann man auch durch einen schwachen Druck die Dicke des einen Spiegels kleiner als die des anderen machen und dadurch die Interferenzstreifen hervorrufen.

Natürlich müssen bei diesen Versuchen die Spiegel selbst, wie die darunter liegende Glasplatte, so vollkommen wie möglich gereinigt und frei von Staub seyn.

103.

Ich wende mich nun wieder zu den Interferenzstreifen im durchgehenden Lichte.

Um eine Einsicht zu erhalten in die Lage der verschiedenen Minima verschiedener Ordnung gegen den geometrischen Schatten der Jodsilbergränze maß ich mit der Fresnel'schen Lupe an einer keilförmigen Jodsilberschicht den Abstand A zweier gleichnamiger Minima von einander, die an dem oberen und unteren Rande des Spaltes (oder Streifens) erschienen. Diese Minima müssen symmetrisch gegen den geometrischen Schatten der Mitte des Spaltes liegen. Nennt man B die mit dem Mikroskope gemessene Spaltbreite, a und b die Entfernung des leuchtenden Punktes und der Theilung der Fresnel'schen Lupe von der Jodsilberschicht, so ist $B \frac{a+b}{a}$ der Abstand des geometrischen Schattens der Spaltränder. Die Größe

$$7. \quad M = \frac{1}{2} \left(A - B \cdot \frac{e+b}{a} \right)$$

giebt dann die Entfernung des betreffenden Minimums von dem geometrischen Schatten der Jodsilbergränze.

Dieselbe Methode erlaubt auch für Jodsilberstreifen die Lage des betreffenden Minimums gegen den geometrischen Schatten der Jodsilbergränze zu bestimmen.

Die Entfernung M ist positiv gerechnet für die äußeren Minima, d. h. für die Minimalstellen außerhalb des vom leuchtenden Punkte und den parallelen Jodsilberändern gebildeten geometrischen Schattenkegels, negativ für die inneren.

Es ergibt sich aus meinen Messungen, daß die im Vorhergehenden als 2tes, 3tes usw. äußeres Minimum bezeichneten Interferenzstreifen in der Nähe des äußeren Minimums erster oder zweiter Ordnung nach Fresnel's Bezeichnung liegen, wenn man sich den Spalt in der Jodsilberlamelle oder den schmalen Jodsilberstreifen durch einen undurchsichtigen Körper gleicher Breite ersetzt denkt.

Es mag hier daran erinnert werden, daß man die äußeren Interferenzstreifen der Fresnel'schen Beugungs-Erscheinungen auch beobachtet, wenn der dunkle schattengebende Körper in einem anderen durchsichtigen Medium wie Luft, etwa in Glas oder Wasser sich befindet. Ob also neben dem schmalen undurchsichtigen Schirm Luft oder Jodsilber sich befindet, ändert in der Lage der äußeren Minima der Fresnel'schen Beugungserscheinungen nichts. Die verschiedenen Ordnungen der Fresnel'schen Bezeichnung entsprechen den von mir mit verschiedenen Arabischen Ziffern bezeichneten Interferenzstreifen, sind also von den mit Römischen Zahlen unterschiedenen Ordnungen dieser Abhandlung wesentlich verschieden. (Vergl. Fig. 19 und 20, Taf. II.)

Der von mir oben als erstes Minimum bezeichnete dicke Interferenzstreifen liegt dagegen, wie schon oben bemerkt wurde, in der Nähe des geometrischen Schattens des Lamellenrandes selbst.

Für die dunkelsten Stellen, den Minimalstellen der Licht-

intensität entsprechend, wo nach dem §. 94 gesagt der Phasenunterschied der interferirenden Strahlen ein Vielfaches von π ist, sollen der Theorie zufolge (vergl. §. 109) das 1te, 2te und 3te äußere Minimum sehr nahe mit dem geometrischen Schatten der Lamellengränze und dem äußeren Minimum erster oder zweiter Ordnung von Fresnel zusammenfallen. Für andere Lamellendicken, als den Minimalstellen der Lichtintensität entsprechend, liegen die von mir mit 1tes, 2tes, 3tes Minimum derselben Ordnung bezeichneten Interferenzstreifen außerhalb oder innerhalb der eben angegebenen Stellen, je nachdem man es mit einem Spalt in dem keilförmigen Jodsilber oder einem schmalen Jodsilberstreifen zu thun hat.

Bei derselben Lamellendicke ändert sich die Entfernung der äußeren Minima vom geometrischen Schatten der Lamellengränze, wenn überhaupt, nur höchst unbedeutend mit der Breite des Spaltes oder des Jodsilberstreifens.

Wenn man die Interferenzstreifen, von denen hier die Rede ist, einmal gesehen, wird man die Schwierigkeit der Messungen begreiflich finden, und zugestehen, daß es kaum möglich ist, die Lage gegen den geometrischen Schatten bis auf 0^{mm},01 genau zu bestimmen. Ich glaube, obwohl jede im Folgenden gegebene Zahl das Mittel aus 6 Beobachtungen ist, daß selbst im Mittelwerthe dieser Zahlen die zweite Decimale unsicher bleibt.

Die Theorie der betreffenden Erscheinungen (vergl. §. 109) läßt übersehen, daß die Entfernung eines Minimums oder Maximums von dem geometrischen Schatten der Lamellengränze durch den Ausdruck

$$8. \quad M_n = C_n \sqrt{\frac{\lambda}{2} \cdot b \cdot \frac{a+b}{a}}$$

gegeben seyn muß, wo die Constante C_n von dem Phasenunterschiede und dem Amplitudenverhältniß der beiden interferirenden Strahlen abhängt, die durch Luft und die Lamelle gegangen sind.

Ich bestimmte an einer Jodsilberlamelle von gleichförmiger

ger Dicke die Lage des ersten Minimums gegen den geometrischen Schatten der Spaltränder für verschiedene Werthe von a und b . Die Dicke der Lamelle war so gewählt, daß der Phasenunterschied Δ (vergl. §. 95) sehr nahe $= \pi$ war für rothes Licht, also im geometrischen Schatten des Lamellenrandes für rothes Licht Dunkelheit seyn mußte. Die folgende Tabelle giebt für verschiedene Farben die beobachteten und die mit Hülfe der Gleichung 7 berechneten Werthe von M_1 . Unter jeder Columne stehen die Werthe von C_1 , die bei der Berechnung benutzt worden sind.

Beobachtete und berechnete Werthe stimmen innerhalb der Genauigkeitsgränzen der Beobachtungen überein.

LXXIII.

Jodsilber No. 57.

a	b	Roth			Weiß			Blau		
		M_1	ber.	Diff.	M_1	ber.	Diff.	M_1	ber.	Diff.
mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
250	290	0,09	0,05	0,04	0,15	0,10	0,24	0,22	0,22	+0,02
500	290	0,06	0,05	0,01	0,11	0,08	0,18	0,19	0,19	-0,01
962	290	0,07	0,04	0,03	0,09	0,08	0,19	0,17	0,17	0,02
2184	290	0,04	0,04	0,00	0,06	0,07	0,13	0,16	0,16	-0,03
962	1000	0,03	0,10	-0,07	0,16	0,18	0,40	0,39	0,39	0,01
2184	1000	0,07	0,08	-0,01	0,10	0,15	0,30	0,33	0,33	-0,03
Spaltbreite = 1 mm, 14.										
$C_1 = 0,125$										
$C_1 = 0,236$										
$C_1 = ,84$										
Spaltbreite = 2 mm, 2.										
mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
250	290	0,03	0,03	0,00	0,11	0,06	0,22	0,17	0,17	0,05
500	290	0,03	0,02	-0,01	0,08	0,05	+0,08	0,16	0,15	0,01
962	290	-0,02	0,02	0,00	0,04	0,05	-0,01	0,10	0,13	-0,03
2184	290	0,00	0,02	-0,02	0,02	0,05	-0,03	0,11	0,12	-0,01
962	1000	0,04	0,05	-0,01	0,09	0,11	-0,02	0,33	0,31	0,02
2184	1000	0,01	0,04	-0,03	0,07	0,10	-0,03	0,24	0,26	-0,02
$C_1 = 0,065$										
$C_1 = 0,151$										
$C_1 = 0,460$										

104.

Außerdem habe ich bei einer keilförmigen Jodsilberlamelle an 3 Stellen, deren Dicke einem Phasenunterschiede $\Delta = \pi, 3\pi$ und 5π entsprach (die also für verschiedene Farben verschieden lagen), den Werth von M_1, M_2 und M_3 bestimmt, dem 1sten, 2ten und 3ten äußeren Minimum entsprechend. Die folgende Tabelle giebt unter M_1, M_2, M_3 das Mittel der für die drei verschieden dicken Stellen ausgeführten Beobachtungen, unter C_1, C_2 und C_3 die daraus mit Hülfe der Gleichung 8 abgeleiteten Werthe der Constanten, die Wellenlänge λ für Roth, Weiß und Blau resp. zu $0^{\text{mm}},5888, 0^{\text{mm}},5505$ und $0^{\text{mm}},4443$ angenommen.

LXXIV.

Jodsilber No. 102.

Spaltbreite = $1^{\text{mm}},317$. $a = 962^{\text{mm}}$ $b = 290^{\text{mm}}$

Farbe	M_1	M_2	M_3	C_1	C_2	C_3
	mm	mm	mm			
Roth	0,045	0,637	0,924	0,135	1,911	2,772
Weiß	0,022	0,609	0,884	0,068	1,890	2,745
Blau	0,045	0,560	0,814	0,155	1,935	2,812
			Mittel:	0,119	1,906	2,776
			ber.:	0	1,873	2,739

Das Mittel der Constanten C stimmt nahe überein mit den Werthen, welche die Theorie (§. 109) unter der nur angenähert richtigen Voraussetzung ergiebt, daß die Intensität der durch Luft und durch die dünne Lamelle gegangenen Strahlen gleich groß sey.

105.

Um auch für andere Werthe von Δ , als oben angegeben, die Größen C_1, C_2, C_3 kennen zu lernen, wurde an schmalen Jodsilberstreifen oder Spalten in Jodsilber auf die §. 95 angegebene Weise mit der Fresnel'schen Lupe in der Entfernung x von der dünnsten Stelle des Jodsilbers der Abstand M_1, M_2, M_3 des 1sten, 2ten, 3ten äußeren Minimums von dem geometrischen Schatten des Lamellenrandes bestimmt. Aus den beobachteten Werthen von x

konnte dann durch graphische Interpolation (vergl. §. 95) die Dicke des Jodsilbers an der betreffenden Stelle gefunden werden.

In den folgenden Tabellen ist neben den beobachteten Werthen von M_1 , M_2 , M_3 gleich die betreffende Jodsilberdicke s angegeben in Viertelwellenlängen des Lichtes im Jodsilber.

LXXV.

Jodsilber 102.

$$a = 962^{\text{mm}} \quad b = 290^{\text{mm}}$$

Streifenbreite $1^{\text{mm}}, 215.$

Roth					Blau				
x	ϵ	M_1	M_2	M_3	x	ϵ	M_1	M_2	M_3
mm	$\frac{\lambda_1}{4}$	mm	mm	mm	mm	$\frac{\lambda_1}{4}$	mm	mm	mm
4,85	1,72	0,152	0,704	0,989	3,18	0,65	0,190	0,597	0,864
6,52	2,94	0,100	0,694	0,969	5,38	2,96	0,065	0,614	0,860
8,19	4,02	0	0,649	0,915	6,82	4,27	-0,028	0,572	0,827
10,61	5,51	-0,085	0,632	0,944	7,66	4,98	-0,115	0,549	0,814
12,13	6,47	-0,121	0,582	0,907	9,70	6,74	Alles hell		
13,72	7,75	Alles hell			10,76	7,59	0,142	0,592	0,840
15,09	8,80	0,109	0,685	0,974	12,05	8,70	0,074	0,589	0,852
16,67	9,72	0,062	0,687	0,960					

Streifenbreite $1^{\text{mm}}, 950.$

Roth					Blau				
x	ϵ	M_1	M_2	M_3	x	ϵ	M_1	M_2	M_3
mm	$\frac{\lambda_1}{4}$	mm	mm	mm	mm	$\frac{\lambda_1}{4}$	mm	mm	mm
4,25	1,26	0,168	0,690	1,020	3,71	1,04	0,120	0,585	0,830
5,23	2,12	0,125	0,651	0,970	5,31	2,94	0,045	0,586	0,831
8,49	4,00	-0,019	0,633	0,928	7,13	4,24	-0,055	0,541	0,705
11,07	5,32	-0,094	0,608	0,920	7,96	5,03	-0,110	0,543	0,810
14,47	7,28	-0,162	0,616	0,906	10,84	7,05	Alles hell		
14,94	7,69	Alles hell			12,51	8,23	0,080	0,595	0,840
16,45	8,80	0,130	0,688	0,966	13,80	9,25	0,048	0,585	0,826
17,59	9,39	0,100	0,685	0,953					

LXXVI.

Spaltbreite 1^{mm},317.

Roth					Blau				
x	ϵ	M	M_1	M_2	x	ϵ	M_1	M_2	M_3
mm	$\frac{\lambda_1}{\lambda}$	mm	mm	mm	mm	$\frac{\lambda_1}{\lambda}$	mm	mm	mm
3,94	1	-0,118	0,551	0,864	4,02	1,33	-0,106	0,524	0,781
5,61	2,43	-0,063	0,622	0,911	5,23	2,75	-0,106	0,531	0,801
7,96	3,95	0,039	0,629	0,929	6,67	4,07	0,077	0,562	0,822
12,28	6,32	0,169	0,691	0,984	8,19	5,38	0,151	0,606	0,844
14,47	7,62	Alles hell			9,85	6,61	Alles hell		
16,83	8,56	-0,103	0,552	0,874	12,28	8,35	-0,049	0,626	0,802

Die Zahlen dieser Tabelle sind zugleich eine Bestätigung für die oben angegebene Thatsache, daß die Minima nicht parallel dem geometrischen Schatten der Lamellengränze verlaufen, sondern (vergl. §. 93) nach der Seite sich hinziehen, wo die Lamelle dicker wird, daß also die Minima bei einem Streifen und einem Spalt nicht gleich sind, sondern symmetrisch gegen den geometrischen Schatten des Lamellenrandes liegen.

Aus den an den beiden Jodsilberstreifen angestellten Beobachtungen wurden mit Hülfe der Gleichung 8 die entsprechenden Werthe von C_1 C_2 C_3 berechnet, und daraus mit Hülfe einer graphischen Interpolation die Werthe von C_1 C_2 C_3 gefunden, die den verschiedenen Beobachtungsreihen sich am nächsten anschlossen. Die folgende Tabelle enthält neben den verschiedenen Werthen der Lamellendicke ϵ oder dem entsprechenden Phasenunterschiede Δ die so gefundenen Werthe der Constanten C_1 C_2 C_3 .

LXXVII.

Jodsilberstreifen.

ϵ	Δ	C_1	C_2	C_3
$\frac{\lambda_1}{\lambda}$	π			
1	0,278	0,511	2,076	2,963
2	0,555	0,346	2,047	2,939
3	0,833	0,148	2,015	2,881
4	1,110	-0,086	1,934	2,824
5	1,388	-0,239	1,873	2,784
6	1,666	-0,347	1,813	2,732

Aus der Lage der Minima gegen den geometrischen Schatten, resp. dem daraus abgeleiteten Werthe der Constanten C würde man auch rückwärts den entsprechenden Werth von Δ ableiten können.

Wenn auch diese Methode Δ zu bestimmen in vielen Fällen mit Vortheil durch andere genauere ersetzt werden kann, zumal die Ungleichheit der Intensität der interferirenden Strahlen auf die Lage der Minima von Einfluss ist, so hat sie doch in mancher Beziehung durch die Leichtigkeit der Beobachtungen, und die Möglichkeit, schnell eine Uebersicht der Thatsachen zu gewinnen, große Vorzüge.

106.

Die Analogie der sogenannten äußeren Beugungsstreifen mit den äußeren Interferenzstreifen in der Nähe des geometrischen Schattens der Gränze durchsichtiger dünner Lamellen, die im Vorhergehenden nachgewiesen worden, läßt sich nun auf alle an undurchsichtigen Körpern beobachteten Beugungserscheinungen ausdehnen.

Beleuchtet man einen in einem undurchsichtigen Schirm angebrachten schmalen Spalt mit parallelen Rändern durch Strahlen, die von einem leuchtenden Punkt in der Entfernung a von der Schirmebene ausgehen, so nimmt man innerhalb des durch den leuchtenden Punkt und die Spalt-ränder bestimmten Schattenkegels *innere* Interferenzstreifen wahr, deren Lage und Ansehen von der Breite des Spaltes abhängen. In dem geometrischen Schatten der Mitte des Spaltes ist für verschiedene Farben, je nach der Breite B des Spaltes oder dem Abstände b der Theilung der Fresnel'schen Lupe von demselben, verschiedene Lichtintensität. Für weißes Licht erscheint daher der geometrische Schatten der Spaltmitte gefärbt.

In analoger Weise treten nun, wie schon oben (§. 93) bemerkt wurde, Interferenzstreifen auf innerhalb des geometrischen Schattenkegels, der durch einen leuchtenden Punkt und die Ränder eines schmalen Spaltes in einer durchsichtigen Lamelle bestimmt ist. Ansehn und Lage dieser mit dem Namen *innere Minima* bezeichneten Interferenzstreifen

hängen außer von der Spaltbreite B und den Entfernungen a und b auch noch von der Dicke und dem Brechungscoefficienten der Lamelle ab.

Beleuchtet man einen Spalt in einer dünnen durchsichtigen Lamelle mit dem weissen Licht eines leuchtenden Punktes, so erscheint der geometrische Schatten der Spaltmitte in der Fresnel'schen Lupe im Allgemeinen gefärbt,

So erschien z. B. die Mitte eines $1^{\text{mm}},14$ breiten Spaltes in einer $4 \frac{\lambda_1}{4}$ dicken Jodsilberlamelle (einem Phasenunterschiede $\Delta = \pi$ entsprechend)

für $a = 962^{\text{mm}}$

in den Abständen $b = 250^{\text{mm}}$ 405^{mm} 450^{mm} 1000^{mm} 1400^{mm}
Weiss Weiss Blau Blaugrau farblos

War die Dicke nur $2 \frac{\lambda_1}{4}$, so war die Farbe

in dem Abstände $b = 1000^{\text{mm}}$ 1400^{mm}
Gelbgrün Gelbgrau.

Bei einem anderen Spalte in einer keilförmigen Schicht beobachtete ich folgende Farben:

LXXVIII.

Spaltbreite im Jodsilber $1^{\text{mm}},317$.

$a = 1000^{\text{mm}}$.

$\Delta =$	$\frac{\pi}{4}$	π	2π	3π
b	Farbe des geometrischen Schattens der Spaltmitte			
mm		Weiss		
201		Dunkelblau		
277		gelbl. Weiss	Weiss	Hellblau
419	Hellblau	Hellblau	Hellgrau	Hellblau
780	Violet	Blau	Verwaschen	Blau
837	Hellbraun	Gelb	Blaugrau	Weiss (gelbl. Grün)
2200				

Die Mitte eines $1^{\text{mm}},215$ breiten Jodsilberstreifens von gleicher Dicke ($\Delta = \pi$) erschien für

$a = 875^{\text{mm}}$ und

$b = 169^{\text{mm}},5$ 216^{mm} 311^{mm}
Weiss Dunkelblau Weiss

Vergrößern von b änderte die Farbe in derselben Weise wie Vergrößern der Lamellendicke bei Spalten in der Lamelle, oder Verkleinern der Dicke bei schmalen Lamellenstreifen.

Die Gesetze, nach denen die Erscheinung von a und b , der Lamellen- oder Spaltbreite B und dem Phasenunterschied Δ abhängt, sind jedoch ziemlich complicirt, und dasselbe gilt von den übrigen inneren Fransen innerhalb des geometrischen Schattens der Lamellenränder. Ich habe diese Erscheinungen nicht weiter verfolgt, weil es unzweckmäsig seyn würde, sie zur Bestimmung von Δ benutzen zu wollen. Es sollte hier überhaupt nur auf das Vorkommen der inneren Fransen bei den Beugungs-Erscheinungen dünner Lamellen aufmerksam gemacht werden, da sie bei anderen Versuchen, von denen weiter unten die Rede seyn wird (§. 116), ebenfalls auftreten, und Fresnel¹⁾ geradezu ihre Existenz geläugnet hat, wohl weil ihm nicht hinreichend dünne Lamellen zu Gebote standen.

107.

Belegt man eine planparallele Glasplatte mit einer dünnen durchsichtigen Lamelle, und bringt in dieser Lamelle in gleichen Abständen von einander spaltförmige Oeffnungen an, in ähnlicher Weise, wie man Gitter in Rufs oder Goldblatt theilt, so nimmt man durch ein solches Gitter ähnliche Erscheinungen wahr, wie bei einem Gitter mit undurchsichtigen Zwischenräumen.

Ich theilte mit einer Theilmaschine Gitter in keilförmige Silberschichten, deren spaltförmige Oeffnungen einen Abstand $a = 0^{\text{---}},271$ bis $0^{\text{---}},054$ von einander hatten, und senkrecht gegen die Kante des Keiles verliefen. Die Spalten wurden mit einem Hobel (vergl. §. 92) oder einer Stahlspitze erhalten, deren Breite so gewählt war, daß die stehen bleibenden Felder etwa dieselbe Breite, wie die Spalten hatten. Das Silber wurde durch Auflegen von Jod in durchsichtiges Jodsilber verwandelt.

1) *Fresnel, mém. sur la diffraction de la lumière. Mém. d. l'inst. T. V, p. 451, 1826. Oeuvres complètes T. I, p. 359. §. 83.*

Blickt man durch ein solches Gitter in einer keilförmigen Jodsilberschicht nach einer entfernten Lichtflamme, so sieht man im Allgemeinen wie bei einem Gitter mit undurchsichtigen Stäben auf dem durch sogenannte Maxima und Minima erster Klasse abgegränzten Gesichtsfelde, dem Beugungsbilde einer Oeffnung, eine große Reihe von Lichtflammenbildern, den Maximis und Minimis zweiter Klasse entsprechend.

Der Abstand der einzelnen Bilder der Lichtflamme von der Mitte des Gesichtsfeldes ist derselbe, wie wenn die Stäbe des Gitters undurchsichtig wären, d. h. um so größer je kleiner α ist. Die Flammenbilder sind im Allgemeinen um so lichtschwächer, je weiter sie von der Mitte des Gesichtsfeldes entfernt liegen.

Ich habe absichtlich gesagt, im Allgemeinen, da die Intensität der Bilder von der Dicke der dünnen Lamelle abhängt. Sieht man durch immer dickere Stellen des Lamellen-Gitters nach der Lichtflamme, so erscheint bei der Dicke $\varepsilon = 0$ nur das direct gesehene oder »centrale« Bild der Lichtflamme. Wird die Lamelle dicker, so treten die Seitenbilder deutlicher hervor. Das centrale Bild der Lichtflamme ist zunächst intensiver, wie die benachbarten Seitenbilder, wird dann ebenso hell und schliesslich lichtschwächer als die Seitenbilder, um dann von neuem, wenn die Dicke weiter wächst, lichtstärker zu werden und so periodisch mit wachsender Dicke seine Lichtintensität zu ändern.

Ist das durch die Spalten und die durchsichtigen Gitterstäbe hindurchgegangene Licht nahezu von gleicher Intensität, so verschwindet das centrale Bild der Lichtflamme ganz, wenn die Jodsilberdicke vier Viertelwellenlängen beträgt, oder

$$\varepsilon = (2m + 1) \frac{n}{n-1} \cdot \frac{\lambda_1}{2}$$

ist, oder wenn (vergl. §. 95, Gleichung 1 und 2) der Phasenunterschied d der durch die Oeffnung und einen Stab der durchsichtigen Lamelle hindurchgegangenen Strahlen ein ungerades Vielfache von π ist.

Die Seitenbilder auf dem, durch das erste Maximum er-

ster Klasse eingenommenen Theile des Gesichtsfeldes erschienen dabei gefärbt, und folgten sich bei zunehmender Lamellendicke, die Farben in der Ordnung:

Weiss, gelbl. Weiss, Gelb, Orange, Roth, Blau, Blaugrün, grünl. Gelb, Orange etc.

Uebrigens hängt die Farbe von der Breite der Spaltöffnungen des Gitters ab.

Die Farben treten in vielen Fällen noch deutlicher hervor, wenn man statt einer Lichtflamme einen Spalt in einem schwarzen Papierschirm anwendet von 120^{mm} Länge und 6^{mm} Breite und diesen mit weissem Wolkenlicht erleuchtet. Das centrale Bild des weissen Spaltes erscheint dann lebhaft gefärbt, und die Farben folgen sich, wenn die Stäbe so breit wie die Oeffnungen des Gitters sind, mit zunehmender Lamellendicke wie die Farben der Newton'schen Ringe im durchgehenden Lichte. Ich beobachtete z. B. folgende Farben des centralen Spaltbildes:

Weiss, Braun, Roth, Blau, Blaugrün, Gelb, Orange, Roth, Purpur, Blau, bläul. Grün, Grün etc.

Betrachtet man statt eines hellen Spaltes auf schwarzem Grunde, einen dunklen Körper, etwa einen Stab auf hellem Grunde durch das Lamellengitter, so folgen sich die Farben des centralen Bildes wie die Farben der reflectirten Newton'schen Farbenringe, nämlich in der Ordnung:

Schwarz, Grau, Blau, Weiss, Gelb, Orange, Roth, Purpur, Blau, Blaugrün, Grün, grünl. Roth, Purpur etc.

Die Farben des centralen Bildes eines Spaltes und eines dunklen schmalen Körpers sind bei derselben Lamellendicke complementär.

Neigt man das Lamellengitter gegen die einfallenden Strahlen, so ist die Farbe des centralen Bildes von um so höherer Ordnung bei derselben Lamellendicke, je gröfser der Einfallswinkel ist.

Die seitlichen Bilder des Spaltes erscheinen ebenfalls gefärbt, zeigen jedoch Farben höherer Ordnung als das centrale Bild. Mit zunehmender Lamellendicke folgen sich die Farben ebenfalls wie die Farben der Newton'schen Ringe.

Die Farben scheinen in derselben Ordnung zu folgen, mag man zu grösseren Dicken der Lamelle an derselben Stelle des Gesichtsfeldes (einem bestimmten Beugungswinkel entsprechend) fortgehen, oder sich bei derselben Lamellendicke mehr von der Mitte des Gesichtsfeldes entfernen,

Natürlich kann man statt des Auges ein Fernrohr benutzen, das auf den Spalt eingestellt ist.

Bei fein getheilten Lamellengittern ($\alpha < 0^{\text{mm}},054$) und genügend schmalem Spalt nimmt man auch Fraunhofer'sche Linien wahr an denselben Stellen, wo Gitter mit undurchsichtigen Stäben dieselben zeigen. Durch die von den sogenannten Maximis zweiter Klasse gebildeten Spectra wandern dunkle Streifen vom blauen zum rothen Ende derselben, wenn man das Licht durch immer dickere Stellen der Lamelle hindurchgehen läßt.

Im reflectirten Licht zeigen Lamellengitter ähnliche Erscheinungen, wie im durchgehenden Lichte.

Läßt man das Licht einer Spalte in einem schwarzen Papierschirme von einem Lamellen-Gitter reflectiren, das auf einer an der Rückseite geschwärzten Glasplatte sich befindet, so folgen sich mit zunehmender Lamellendicke die Farben, des centralen Bildes wie die Farben der durchgelassenen Newton'schen Ringe. Die Farbe ist von um so höherer Ordnung bei derselben Lamellendicke je kleiner der Einfallswinkel.

108.

Um die eben beschriebene Erscheinung, die mit den gewöhnlichen Fraunhofer'schen Beugungserscheinungen große Aehnlichkeit hat, theoretisch herzuleiten, nehme man zunächst in der xy -Ebne einen Schirm an, mit zwei sich berührenden rechteckförmigen Oeffnungen von der Breite a und \bar{a} und der Höhe b . Die zweite Oeffnung sey mit einer durchsichtigen Lamelle von der Dicke ε und dem Brechungsexponenten n bedeckt. Der Anfangs-Punkt der Coordinaten liege in der einen Ecke der ersten rechteckförmigen Oeffnung, R und R , seyen die Verbindungslinien des Anfangspunktes der Coordinaten mit dem leuchtenden Punkte

und dem unmittelbar oder mit Hilfe eines Fernrohrs g
henen Punkte P des Gesichtsfeldes. λ ist die Wellenlänge
des Lichtes in Luft. Die Flächeneinheit der unbedeck
Öffnung sende die Amplitude K , die Flächeneinheit der
gedeckten Öffnung die Amplitude \bar{K} zum Auge.

Setzt man ferner:

$$\begin{aligned} \mu &= (R, x) - (R_1, x) & R &= R_1 \\ 1. \quad \nu &= (R, y) - (R_1, y) \\ 2. \quad \eta &= (\mu x + \nu y) \frac{2\pi}{\lambda} & A &= \varepsilon(n-1) \frac{2\pi}{\lambda} \end{aligned}$$

so läßt sich die Vibrationsgeschwindigkeit der Aetherthe
chen im Netzhautbilde des Punktes P nach dem Huyghens'schen Principe durch die Gleichung ausdrücken:

$$3. \quad v = K \iint dx dy \sin(\theta - \eta) + \bar{K} \iint dx dy \sin(\theta - \eta) -$$

wo θ die Zeit enthält und die Integration des ersten Gliedes auf alle Theile der unbedeckten, des zweiten Gliedes auf alle Theile der bedeckten Öffnung auszudehnen ist.

Die Gleichung 3 läßt sich auch schreiben

$$4. \quad v = \sin \theta (C + C_1 \cos A - S \sin A) - \cos \theta (S + S_1 \cos A + C_1 \sin A)$$

wo

$$5. \quad \left\{ \begin{aligned} C &= K \iint_0^a \int_0^b dx dy \cos(\mu x + \nu y) \frac{2\pi}{\lambda} \\ S &= K \iint_0^a \int_0^b dx dy \sin(\mu x + \nu y) \frac{2\pi}{\lambda} \end{aligned} \right.$$

$$6. \quad \left\{ \begin{aligned} C_1 &= \bar{K} \int_a^{a+\bar{a}} \int_0^b dx dy \cos(\mu x + \nu y) \frac{2\pi}{\lambda} \\ &= \bar{C} \cos \mu a \frac{2\pi}{\lambda} - \bar{S} \sin \mu a \frac{2\pi}{\lambda} \\ S_1 &= \bar{K} \int_a^{a+\bar{a}} \int_0^b dx dy \sin(\mu x + \nu y) \frac{2\pi}{\lambda} \\ &= \bar{S} \cos \mu a \frac{2\pi}{\lambda} + \bar{C} \sin \mu a \frac{2\pi}{\lambda} \end{aligned} \right.$$

Dabei bedeuten \bar{C} und \bar{S} die Integrale C und S der Gleichungen 5, wenn man in denselben \bar{a} statt a und \bar{K} statt K setzt.

Aus der Gleichung 4 ergibt sich die Lichtintensität

$$7. \quad J^2 = (C^2 + S^2) + (C_1^2 + S_1^2) + 2 \cos A (C C_1 + S S_1) - 2 \sin A (C S_1 - S C_1)$$

oder für C_1, S_1 ihre Werthe aus den Gleichungen 5 gesetzt und J_1^2 statt J^2 geschrieben (da nur eine bedeckte und eine unbedeckte Oeffnung oder ein Oeffnungspaar angenommen wurde)

$$8. \quad J_1^2 = (C^2 + S^2) + (\bar{C}^2 + \bar{S}^2) + 2 \cos \left(A + \mu a \frac{2\pi}{\lambda} \right) (C \bar{C} + \bar{S} S) - 2 \sin \left(A + \mu a \frac{2\pi}{\lambda} \right) (C \bar{S} - S \bar{C})$$

Liegen in einem Schirm p Oeffnungspaare nebeneinander, so das die x Ordinate eines Punktes des einen Paares von der des entsprechenden Punktes des folgenden Paares sich um α unterscheidet, so ist die Lichtintensität¹⁾

$$9. \quad J_2^2 = p^2 \left(\frac{\sin p \frac{\mu \alpha \pi}{\lambda}}{p \sin \frac{\mu \alpha \pi}{\lambda}} \right)^2 J_1^2, \quad \text{wo } \alpha = a + \bar{a}$$

Sind die Oeffnungen gleich breit und nimmt man an, das durch die Flächeneinheit der bedeckten Oeffnung ebensoviel Licht geht, wie durch die der unbedeckten Oeffnung, so wird

$$a = \bar{a} \quad K = \bar{K} \quad C = \bar{C} \quad S = \bar{S}$$

Ferner sey

$$10. \quad B^2 = C^2 + S^2 = L^2 \left(\frac{\sin \frac{\mu \alpha \pi}{\lambda}}{\frac{\mu \alpha \pi}{\lambda}} \right)^2 \left(\frac{\sin \frac{r b \pi}{\lambda}}{\frac{r b \pi}{\lambda}} \right)^2$$

wo B^2 die Lichtintensität des Netzhautbildes des Punktes P bedeutet, das durch eine rechteckförmige Oeffnung in einem

1) Airy, *Undulatory theory of optics* §. 83, p. 76, 1866 (*mathem. tracts*. 1831.)

Schwerd, *Beugungserscheinungen* 1835, S. 84.

dunklen Schirm mit den Seiten a und b wahrgenommen wird, L^2 die Lichtintensität, mit welcher man den leuchtenden Punkt in diesem Falle sieht. Dann wird

$$11. \quad J_1^2 = 4 \cos^2 \left(\frac{d}{2} + \frac{\mu a \pi}{\lambda} \right) B^2$$

$$12. \quad J_1^2 = 4 p^2 \cos^2 \left(\frac{d}{2} + \frac{\mu a \pi}{\lambda} \right) \left(\frac{\sin p \frac{\mu a \pi}{\lambda}}{p \sin \frac{\mu a \pi}{\lambda}} \right)^2 B^2$$

Der Ausdruck 12 zeigt sofort, dass ein Lamellengitter dieselben Beugungserscheinungen wie ein gewöhnliches Gitter zeigt; nur ist wegen des Factors, der d enthält, die Lichtintensität an manchen Stellen ausgelöscht, wo sie sonst bei einem gewöhnlichen Gitter einen merklichen Werth hat.

In der Mitte des Gesichtsfeldes ist $\mu = 0$, und an dieser Stelle verschwindet der $\cos \left(\frac{d}{2} + \frac{\mu a \pi}{\lambda} \right)$ für

$$\pm d = \pi \quad 3\pi \quad 5\pi \text{ etc.}$$

Der leuchtende Punkt wird dann nicht gesehen, wohl aber treten Maxima zweiter Klasse zu beiden Seiten des leuchtenden Punktes (der Lichtflamme) hervor, an Stellen des Gesichtsfeldes, für welche μ einen von 0 verschiedenen Werth hat.

An einer Stelle des Gesichtsfeldes, die bei einem gewöhnlichen Gitter mit undurchsichtigen Stäben weiß erscheinen würde, tritt bei Lamellen-Gittern eine Farbe auf, wie sie eine Luftlamelle zwischen Glasplatten von der Dicke ε_L bei senkrecht auffallendem weißem Licht durchlässt, wo ε_L durch die Gleichung bestimmt ist:

$$\frac{d}{2} + \frac{\mu a \pi}{\lambda} = 2\varepsilon_L \frac{\pi}{\lambda}$$

$$13. \quad \varepsilon_L = \frac{1}{2} \left(d \frac{\lambda}{2\pi} + \mu a \right) = \frac{1}{2} [(n-1)\varepsilon + \mu a]$$

n bedeutet den Brechungsexponenten, ε die Dicke der Lamelle. Ist eine Stelle des Gesichtsfeldes bei einem gewöhnlichen Gitter mit undurchsichtigen Stäben gefärbt, so erscheint die Farbe der entsprechenden Stelle des Gesichtsfel-

des bei dem Lamellengitter so, als ob man diese Stelle des Gesichtsfeldes bei einem gewöhnlichen Gitter durch eine Luftlamelle von der Dicke ϵ_L betrachtete. Die Färbung ist bei einem Lamellengitter nur in sofern intensiver, als hier die Beimengung von weißem Lichte fehlt, die bei den durchgelassenen Newton'schen Farbenringen bekanntlich die Färbung weniger deutlich hervortreten läßt, als bei den reflectirten Ringen.

Fallen die Strahlen senkrecht von dem leuchtenden Punkt auf das Lamellengitter, so ist

$$(R, x) = 90^\circ \quad \mu = \cos(R, x) = \sin(R, s)$$

= dem sinus des sogenannten Beugungswinkels, d. h. überhaupt eine kleine Größe. Geht man zu größeren Dicken der Lamelle an derselben Stelle des Gesichtsfeldes, oder entfernt man sich bei derselben Lamellendicke von der Mitte des Gesichtsfeldes, so folgen sich die Farben in derselben Ordnung, wie die Farben der durchgelassenen Newton'schen Ringe mit zunehmender Luftdicke. Wegen der Kleinheit von μ ändert sich jedoch die Farbe viel merklicher mit Zunahme der Lamellendicke als mit der Zunahme der Entfernung von der Mitte des Gesichtsfeldes bei unveränderter Lamellendicke. In letzterem Falle geht man in der Mitte des Gesichtsfeldes von der Farbe aus, welche einer Luftdicke $\frac{n-1}{2} \epsilon$ entspricht, also von um so höherer Ordnung ist, je dicker die Lamelle und je größer der Brechungs-exponent.

Alle diese Schlüsse stimmen mit den im vorigen Paragraphen beschriebenen Erscheinungen überein.

Es würde keine Schwierigkeiten haben auch für reflectirtes Licht die Beugungserscheinungen an Lamellengittern herzuleiten. Der Phasenunterschied A würde jedoch nicht durch Gleichung 2, sondern die Ausdrücke des §. 99 gegeben seyn.

109.

Ich bemerke noch, daß die Gleichungen 3, 4, 7, des vorhergehenden §. ganz allgemein für alle Beugungserscheinungen gelten, die sich an dünnen Lamellen beobachten lassen,

auch für die sogenannten mikroskopischen Beugungserscheinungen, welche §. 92 bis 106 beschrieben worden sind. Nur wird bei den letzteren die Größe η eine andere Bedeutung haben, da der leuchtende Punkt und der Punkt P , für dessen Netzhautbild die Lichtintensität berechnet wird, sich auf verschiedenen Seiten der Lamelle befinden. Die mit C_1 und S_1 bezeichneten Integrale sind über den ganzen von der Lamelle eingenommenen, die mit C und S bezeichneten Integrale über den ganzen von der Lamelle nicht eingenommenen Raum des Schirmes auszudehnen. Die wirkliche Berechnung dieser Werthe ist oft ziemlich langwierig.

Nennt man, wie bisher bei den mikroskopischen Beugungserscheinungen nach Fresnel's Bezeichnung a die Entfernung des leuchtenden Punktes, b die der Theilung der Fresnel'schen Lupe von der Lamelle, und legt die z Axe durch den leuchtenden Punkt P , für welchen die Lichtintensität berechnet werden soll, so ist

$$14. \quad \begin{cases} \eta = u^2 + v^2 & \Delta = \varepsilon(n-1) \frac{2\pi}{\lambda} \\ u^2 = x^2 \cdot \frac{a+b}{ab} \frac{\pi}{\lambda} & v^2 = y^2 \cdot \frac{a+b}{ab} \frac{\pi}{\lambda} \end{cases}$$

Nimmt man die Lamelle von der Dicke ε durch eine gerade Linie parallel der y Axe begrenzt, die die Abscissenaxe an einem Punkte mit der Abscisse x schneidet, und berücksichtigt, dafs

$$\int \cos u^2 du = \int \sin u^2 du = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}}$$

wenn man die Integrale zwischen die Gränzen 0 und ∞ oder $-\infty$ und 0 nimmt, so ist

$$15. \quad \begin{cases} C = \alpha(c-s) & S = \alpha \left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} + c+s \right) \\ C_1 = -\alpha_1(c-s) & S_1 = \alpha_1 \left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} - c-s \right) \end{cases}$$

wo

$$16. \quad \alpha = \frac{K}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{ab\lambda}{a+b} \quad \alpha_1 = \frac{\bar{K}}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{ab\lambda}{a+b}$$

$$17. \quad c = \int_0^u \cos u^2 du \quad s = \int_0^u \sin u^2 du$$

Die Werthe dieser mit c und s bezeichneten bestimmten Integrale lassen sich, wie Knochenhauer¹⁾ und Cauchy²⁾ gezeigt haben, durch unendliche Reihen ausdrücken, und mit Hilfe derselben, oder der von Fresnel³⁾, dafür gegebenen Tafeln berechnen.

An einfachsten gestaltet sich der Ausdruck 7 für die Lichtintensität, wenn man

$$K = \bar{K}$$

setzt, oder annimmt, dafs die Lichtintensität beim Durchgange durch die dünne Lamelle nicht geschwächt wird.

Für einen Punkt des geometrischen Schattens des Lamellenrandes ist dann

$$x=0 \quad u=0 \quad c=0 \quad s=0$$

$$C=C_1 \quad S=S_1 = \alpha \sqrt{\frac{\pi}{2}}$$

$$J^2 = 4 \cos^2 \frac{d}{2} S^2 = K^2 \left(\frac{ab\lambda}{a+b} \right)^2 \cos^2 \frac{d}{2}$$

oder

$$18. \quad K^2 \left(\frac{ab\lambda}{a+b} \right)^2 = L^2$$

gesetzt

$$19. \quad J^2 = L^2 \cos^2 \frac{d}{2}$$

d. h. im geometrischen Schatten des Lamellenrandes ist

$$\text{Dunkelheit für } d = (2m+1)\pi$$

$$\text{Helligkeit für } d = 2m\pi$$

wo m jede ganze Zahl 0, 1, 2 etc. bedeutet, ein Resultat, das schon oben (§. 94 bis 95) mit viel einfacheren Betrachtungen erhalten wurde.

Für $d = 2m\pi$ wird überhaupt

$$20. \quad J^2 = (C + C_1)^2 + (S + S_1)^2 = L^2$$

d. h. unabhängig von u oder x , d. h. es treten gar keine Minima oder Maxima auf, in Uebereinstimmung mit dem Versuch (§. 95 bis 97).

1) Knochenhauer, Undulationstheorie S. 36. 1839.

2) Cauchy, *Compt. rend. T. XV*, p. 578. 1842.

3) Fresnel, *mém. de l'inst. T. V*, p. 408, 1826. *Oeuvres complètes T. I*, p. 319, 1867.

Für $d = (2m + 1)\pi$ wird

$$21. \quad J^2 = (C - C_1)^2 + (S - S_1)^2 = \frac{4}{\pi} L^2 (c^2 - s^2)$$

ein Ausdruck der, abgesehen von den Constanten, mit dem zusammenfällt, den schon Fresnel für die Intensität der äußeren Fransen eines dunklen Schirmes aufgestellt hat, wenn dieser durch eine gerade Linie parallel der y Axe begränzt ist.¹⁾ Die Maxima oder Minima der Lichtintensität liegen also wie dort an Stellen, die vom geometrischen Schatten des Lamellenrandes um die Größe

$$22. \quad M_n = C_n \sqrt{\frac{\lambda}{2} \cdot b \frac{(a+b)}{a}}$$

(Vergl. Gl. 8, §. 103) entfernt sind. Für die Minima hat, abgesehen von dem Minimum, das $C_n = 0$ entspricht, nach Gleichung 21 die Constante

C_n die Werthe²⁾ 1,873, 2,739, 3,391 etc.,

für die Maxima ist

$C_n =$ 1,217, 2,345, 3,082 etc.

Eine ausführliche Theorie dieser Beugungserscheinungen wird Hr. Dr. Dumas, der auf meine Bitte sich mit denselben näher beschäftigt hat, nächstens veröffentlichen.

Berlin, im Juli 1867.

1) *Fresnel, Oeuvres complètes T. I, p. 316.*

2) *Ib. p. 322 und ff.*

(Fortsetzung folgt.)

**II. Mineralogische Mittheilungen;
von Prof. G. vom Rath in Bonn.**
(Fortsetzung V)¹⁾.

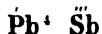
Hierzu Taf. IV.

18. Ueber den Meneghinit von der Grube Bottino in Toscana.

Der Name Meneghinit wurde 1852 vom Prof. Bechi in Florenz zu Ehren Meneghini's einem auf der Bleigrube Bottino nahe Serravezza in den Apuanischen Alpen vorkommenden, in nadelförmigen Prismen krystallisirenden Mineral gegeben, für welches er folgende Zusammensetzung ermittelt hatte:

Schwefel	17,52	Kupfer	3,54
Antimon	19,28	Eisen	0,34
Blei	59,21		<u>99,89.</u>

Bechi stellte demgemäß für dies Mineral die Formel



auf, indem er annahm, daß ein Theil des Schwefelbleis Pb durch Halbschwefelkupfer Cu ersetzt werde, und fügte hinzu daß dasselbe derbe fasrige Massen mit starkem Glanze bilde und die Härte = 2,5 besitze (s. Sillimann's Journ. XIV, 60. Kenngott, Uehers. Miner. Forsch., J. 1852, S. 104).

Quint. Sella fand einige bestimmbar Krystallnadeln des Meneghinit auf, bestimmte die Form als rhombisch, indem er namentlich ausführte: ein vertikales rhombisches Prisma (mit der Querfläche die Combinationskante von 133° 27' bildend), die Querfläche, die Basis und ein Querprisma (mit der Basis die Combinationskante = 161° 1' bildend). Als deutlichste Spaltungsrichtung wird diejenige parallel der Querfläche angegeben. Eine Analyse Hofmann's [welche nicht zur Veröffentlichung gelangt zu seyn scheint] habe die von Bechi aufgestellte Formel bestätigt, nur weniger Kupfer und

1) S. diese Ann. Bd. CXXVIII, S. 20.

Eisen ergaben, was sich durch das sorgsamere Aussuchen des Minerals, namentlich durch die vollkommene Ausscheidung des Kupferkies erkläre. Als Begleiter fanden sich aufer Quarz und Kalkspath noch Bleiglanz, Blende und Kupferkies, worin zum Theil Kryställchen des Meneghinit (welcher auch dicht vorkomme) eingewachsen seyen (s. *Gazz. uffic. d. regno d'Italia* 1862, No. 10. Kennigott, Uebers. *Min. Forsch.* Jahrg. 1861. Germar-Andrä, *Oryktognosie*). Hierauf beschränkte sich die Kenntniß des Minerals, dessen Existenz als einer selbständigen Spezies neben dem Zinckenit, dem Jamesonit, Boulangerit, Geokronit und Plagionit wohl von den meisten Mineralogen bezweifelt wurde.

Meine Aufmerksamkeit wurde auf dies Mineral gelenkt durch ein ausgezeichnetes Handstück in der Sammlung des Arztes und Naturforschers Dr. Portelli zu Campiglia maritima. Der Besitzer hatte die Güte mir von jenem Stück einen Theil zur genaueren Untersuchung zu schenken. Eine zweite Stufe mit undeutlicheren Krystallen wurde mir aus den Dubletten der Universitäts-Sammlung zu Pisa durch Prof. Meneghini und Dr. d'Acchiardi verehrt. Zwei andere Exemplare des seltenen Minerals befinden sich in der Sammlung des Dr. A. Krantz, mit Hülfe deren auch die Bestimmung der aus Italien mitgebrachten Stücke erfolgte.

Die Grube Bottino, welche auf einem im Talkschiefer¹⁾ aufsetzenden Gange von Bleiglanz baut, liegt auf dem südlichen Gehänge des Versiglia-Thals kaum eine halbe Stunde oberhalb Serravezza. Der edle Marmor, welcher die Hauptmasse der Apuanischen Berge bildet und nach Meneghini's Ansicht der Trias (nach Jg. Cocchi sogar der paläozoischen Epoche) angehört, ruht mit abweichender Lagerung auf Talkschiefer. Es sind diese letzteren dieselben Schichten, welche an mehreren Punkten des toskanischen Küstengebirges und auf den Inseln zu Tage treten: namentlich fast längs des ganzen Westrandes der Apuanischen Alpen, im Pisauerberge, auf der Insel Gorgona, am östlichen Gestade von Elba, woselbst diese Schichten von Eisenglanz-Gängen durchsetzt und durchschwärmt werden. Die ge-

1) Vielleicht Sericitschiefer, entsprechend den Taunusgesteinen.

wundene Thalenge durch welche der Versigliabach aus dem Gebirgsinnern in die schmale Küstenebene tritt, besteht aus nordstüdlich streichenden, steil aufgerichteten (55° bis 60° gegen West fallenden) Schichten von Talkschiefer, welcher durch Aufnahme von Feldspath-Linsen zuweilen ein Gneiß-ähnliches Gefüge erhält. In der Talkschiefer-Bildung nahe Serravezza setzen, nur durch geringe Entfernungen geschieden, mehrere interessante Erzgänge auf (Bleiglanz, Kupferkies, Zinnober, Magneteisen), welche einige der schönsten Mineralien (freilich nur seltene Vorkommnisse) geliefert haben: das quecksilberhaltige Fahlerz aus Val Angina und Val di Castello (zwischen Serravezza und Pietrasanta) in bis zwei Zoll großen Krystallen; Zinnober zu Ripa bei Querceta (dessen Auffindung durch Girol. Guidoni geschah, *Lett. sui marmi e sulle miniere Lunensi, Cim. An. V*), von welcher Fundstätte ein Krystall von vielleicht einziger Schönheit sich in Pisa befindet; derselbe bildet ein niederes hexagonales Prisma mit herrschender Basis, die Combinationskanten zwischen Prisma und Basis durch mehrere schmale Flächen abgestumpft, Größe etwa acht Linien; ferner ist hier zu nennen: schwarze Blende sogenannter Marmatit, im herrschenden Tetraëder mit untergeordnetem Gegentetraëder und Pyramidentetraëder, die Kanten des herrschenden Tetraëders zuschärfend, (Bechi's Analyse dieser Blende s. in Kennigott's Uebers. etc. 1852, S. 112). Den ausgezeichnetsten Geokronit-Krystall lieferte die Grube in Val di Castello, Beschreibung und Analyse dieses Krystalls s. Th. Kern, Krystallf. und chem. Zus. des Geokronits aus V. di Castello, diese Ann. Bd. LXV, S. 302 bis 308. Dem Geokronit reiht sich an der in der Zusammensetzung ihm nahe stehende Meneghinit, bisher nur auf der Grube Bottino vorgekommen.

Auf der Stufe des Hrn. Portelli wird der Meneghinit begleitet von Quarz, Spatheisenstein, Bleiglanz, schwarzer Blende, Kupferkies, Eisenkies. Zu diesen treten in dem Stücke aus der pisa'schen Sammlung noch Kalkspath und Albit 1). Das Vorkommen des Albits auf einem Erzgange

1) Dafs Albit in Drusen des Marmors von Carrara in Begleitung des Bergkies vorkommt, scheint bisher nicht bekannt geworden zu seyn. Ich

ist vielleicht bisher noch nicht beobachtet worden, wenigstens habe ich eine darauf bezügliche Angabe nicht aufgefunden, derselbe findet sich vorzugsweise auf dem Spatheisen aufgewachsen, indess sitzen auch ganz kleine Spatheisen-Rhomböeder wiederum auf dem Albit. Seine Form ist die gewöhnliche, stets in Zwillingen nach dem Gesetze, gemäß welchem M (die Längsfläche) die Zwillingsebene bildet. Die Krystalle sind meist in der Richtung der Vertikalaxe mehr verkürzt als es in der Regel bei Zwillingen dieser Art der Fall ist¹⁾. Die Krystallnadeln des Meneghinit sind häufig hindurchgewachsen durch die Blende, den Kupferkies, Kalkspath, Eisenspath. Mit dem Meneghinit beobachtete ich haarförmige gekrümmte, äußerst feine Bildungen, welche Federerz oder Heteromorphit zu seyn scheinen. Das Vorkommen dieses Minerals zu Bottino ist durch eine Analyse Bechis erwiesen.

Das spezifische Gewicht rein ausgesuchter Meneghinit-Nadeln des Portelli'schen Stücks bestimmte ich in zwei Versuchen: = 6,339 (angewandte Menge = 2,623 Grm.;

fand dies Vorkommen bei einem Besuche der Brüche von Carrara (April 1867). Hr. Hessenberg hat indess an Stücken seiner Sammlung dasselbe Vorkommen bereits vor mehreren Jahren beobachtet. Durch eigene Anschauung überzeugte ich mich, das die in Italien gehegten Vorstellungen über die stete Begleitung des statuarischen Marmors von den sogenannten Madrimacchie-Schichten nicht vollkommen in der Natur zutreffen. Die Madrimacchie bilden dünne Zwischenschichten aus Talk, einem Magnesiaglimmer (sogeannter Ottrelit), Magneteisen, Eisenglanz usw. bestehend. Schon Guidoni führt als Vorkommnisse in diesen von ihm irrig als Filoni di ferro ossidato gedeuteten Straten auf: Fahlerz, Kupferlasur und Malachit, Blende, Schwefel. Das diese Zwischenschichten den reinsten Marmor *stets* begleiten, habe ich nicht bewahrheitet gefunden. Den herrlichsten Statuenmarmor liefert der Bruch il Polvaccio am südlichen Thalgehänge etwa 1 Stunde thalaufrwärts von Carrara. Dort stehen die Schichtungsklüfte des Marmors vertikal; *eine Madrimacchia findet sich nicht*. In diesem Bruche hatte man einen für die Pariser Ausstellung bestimmten Riesenblock gehauen, ein Parallelepiped in den drei Dimensionen 17, 12 und 9 Palm messend (1 Palm = 0,25 Met.). Dieser Block gelangte indess nicht nach Paris, da die Kosten des Transports sich als zu bedeutend herausstellten.

1) Das Vorkommen des Albits zu Bottino erinnert an das Auftreten des Adulars auf den Erzgängen zu Schemnitz wie auch zu Kongsberg.

Temperatur des Wassers 21° C.) und 6,345 (angewandte Menge = 2,297, Temp. 20° C).

Für die Krystallnadeln des pisamer Stücks fand ich das spezifische Gewicht = 6,373 (angewandte Menge = 0,854, Temperatur 20° C.)

Die chemische Analyse führte ich in folgender Weise aus: 1,834 Grm. reiner Substanz wurden in ein Kugelrohr gebracht und durch Chlorgas zersetzt. Es entstand eine so heftige Erwärmung, daß man die Kugel mit der Hand nicht berühren konnte. Der Rückstand in der Kugel wurde in Chlorwasserstoffsäure und vielem Wasser gelöst; es blieben 0,015 Grm. unzersetzt zurück, welche zum größten Theil nicht fein gepulvertes Mineral, zum geringeren sehr kleine Quarzkörnchen waren. Aus der Lösung wurde durch Schwefelwasserstoff Blei nebst der geringen Menge des Kupfers gefällt, der Niederschlag in Salpetersäure gelöst und durch Schwefelsäure das Blei, durch Kali das Kupfer gefällt. Aus der vom Schwefelblei und Schwefelkupfer abgeschiedenen Lösung wurde die sehr geringe Menge des Eisens gefällt. — In der zur Aufnahme der flüchtigen Chlorverbindungen bestimmten Vorlage, welche vorher mit einer Lösung von Chlorwasserstoff- und Weinsteinensäure gefüllt worden war, hatte sich eine äußerst geringe Menge von Schwefel in gediegenem Zustande abgeschieden. Die Hauptmenge wurde aus dem schwefelsauren Baryt bestimmt. Nach Abscheidung des überschüssig zugesetzten Chlorbaryums wurde durch Schwefelwasserstoff das Antimon gefällt. Um in dem Niederschlag von Schwefelantimon die Menge des Antimons zu bestimmen, wurde in einem abgewogenen Theile desselben nach Oxydation mit Salpetersäure der Schwefel bestimmt. Da der aus einer salpetersauren Lösung durch Schwefelsäure gefällte Baryt immer zum Theil salpetersaurer Baryt ist, so wurde der Niederschlag mit Chlorwasserstoffsäure gekocht, filtrirt, von Neuem gegläht und gewogen. In der vom Schwefelantimon abgeschiedenen Lösung brachte, nachdem sie alkalisch gemacht, Ammoniumsulfhydrat keinen Niederschlag hervor.

Zusammensetzung des Meneghinit (Pottelli'sches Stück.).

Unzersetzt	0,82
Schwefel	16,97
Antimon	18,37
Blei	61,47
Kupfer	0,39
Eisen	0,23
	98,25

Nimmt man an, daß das Antimon als $\overset{III}{Sb}$, das Blei als Pb , das Eisen als Fe , das Kupfer als Cu vorhanden seyen, so verlangen die gefundenen Metalle folgende Schwefelmengen:

Antimon	7,228
Blei	9,502
Kupfer	0,098
Eisen	0,132
	<u>16,960</u>

Es ist demnach die Summe des unter obigen Voraussetzungen berechneten Schwefels fast genau gleich der direct gefundenen Menge. Es verhält sich ferner die Summe der vom Blei, Kupfer und Eisen in Anspruch genommenen Schwefelmengen 9,732 zu derjenigen des Antimons wie
 $= 4 : 2,971$

wofür wir unbedenklich 4 : 3 setzen können.

Die sich aus diesem Schwefelverhältnisse ergebende Formel ist



welcher folgende Zusammensetzung entspricht

7 Schwefel	= 112	= 17,28
1 Antimon	= 122	= 18,83
4 Blei	= 414	= 63,89
	<u>648</u>	<u>100,00</u>

Hiernach ist der Meneghinit Viertelschwefelantimonblei in Uebereinstimmung mit der oben mitgetheilten Analyse Bechis. In der Reihe der Schwefelantimonblei-Verbindungen:

		Schwefel	Antimon	Blei
Zinckenit	Pb $\overset{''}{\text{Sb}}$	22,23	41,80	35,97
Plagionit	Pb ⁴ $\overset{''}{\text{Sb}}^3$	21,16	36,71	42,13
Jamesonit	Pb ³ $\overset{''}{\text{Sb}}$	19,64	29,53	50,83
Boulangerit	Pb ³ $\overset{''}{\text{Sb}}$	18,21	22,83	58,96
Geokronit	Pb ³ $\overset{''}{\text{Sb}}$	16,70	15,70	67,60

erhält also der Meneghinit zwischen dem Boulangerit und dem Geokronit seine Stelle.

In der offenen Glasröhre erhitzt, zerspringt der Meneghinit heftig, stößt unter Entwicklung von schwefliger Säure weißse Dämpfe aus, welche sich als weißer Beschlag (von Antimonoxyd und antimonichtsaurem Bleioxyd) an die Wände des Rohrs legen, der sich nur zum Theil (Antimonoxyd) wieder verflüchtigen läßt. Der zurückbleibende Theil des Beschlags (antimonichtsaures Bleioxyd) wird beim Erhitzen gelb, beim Erkalten wieder weiß. Der Beschlag, welcher sich beim Erhitzen des Minerals im geschlossenen Glaskolben bildet, läßt sich fast vollständig wieder verflüchtigen, während das Mineralkorn am Boden des Kolbens schmilzt. Auf Kohle erhitzt schmilzt das Mineral leicht, ohne Arsenikgeruch, man erhält einen weißen, in der Nähe der Probe gelben Beschlag. Die Probe schmilzt, allmählich kleiner werdend, und verschwindet endlich bis auf einen kleinen Rückstand von Kupfer. Gemengt mit Soda auf Kohle geglüht, bildet sich ein sehr starker Beschlag, es bleibt ein silberglänzendes, beim Erstarren bleigraues Metallkorn, welches allmählich kleiner und kleiner wird, bis es ganz verschwindet. Beim Abtreiben der Bleikugel auf Knochenasche bleibt kein Silberkorn zurück.

Die genaue und sichere Bestimmung der Krystallform des Meneghinit, wozu überhaupt nur das Portelli'sche Stück dienen konnte, bot mehrfache und erhebliche Schwierigkeiten dar, welche theilweise in der außerordentlichen Kleinheit der Krystalle, theilweise in deren Zwillingsbildung, und endlich auch in gewissen Eigenthümlichkeit ihres Systems begründet sind. Deshalb erscheint es geeignet, die

Entwicklung anzugeben, welcher folgend ich zur Ermittlung dieses Systems gelangte.

Die Krystalle stellen sich dar als kleine gestreifte Prismen von theils gerundeter, theils etwas breiter Form. Sie gleichen im äußeren Ansehen fast vollkommen gewissen Abänderungen des Antimonglanzes, und sind gleich diesen zuweilen geknickt oder gekrümmt. Von den das gestreifte Prisma bildenden Flächen erhält man selten einen scharfen oder nur deutlichen Reflex; nur eine Fläche dieser Zone ist gut gebildet und spiegelnd, bald sehr schmal, bald verhältnißmäßig breiter, sie ist in den Figuren 1 bis 5, Taf. IV als Querfläche *a* genommen. Das Ende der Krystalle wird, wenn es nicht (was gewöhnlich der Fall) verbrochen ist, durch zwei vorherrschende Flächen gebildet, Fig. 1, welche trotz ihrer Kleinheit vermöge ihres lebhaften Glanzes gute Messungen gestatten. An zwölf Krystallen bestimmte ich die Neigung dieser scheinbar ein rhombisches Querprisma bildenden Flächen zu einander, und fand zu meiner Ueerraschung die betreffende Kante nicht gleich, vielmehr zwar meist etwas über 142° , doch auch nur 140° und andererseits wieder $144^\circ 10'$. Diesen drei Werthen als mittleren näherten sich die betreffenden Kanten. Bei der Kleinheit der Krystalle würde es mir vielleicht nicht gelungen seyn, die Ursache dieser Winkeldifferenz zu ermitteln, wenn nicht unter meinen Krystallen ein unsymmetrisch ausgebildeter Zwilling sich befunden hätte, Fig. 2, Taf. IV. An diesem Krystalle wurden zunächst folgende Kanten gemessen:

$$\underline{p} : \underline{x} = 141^\circ 41\frac{1}{2}$$

$$\underline{p} : \underline{p} = 139^\circ 50\frac{1}{2}$$

$$\underline{x} : \underline{p} = 178^\circ 8\frac{1}{2}$$

Es werden nun die dreierlei Werthe, welche sich als Mittel der oben erwähnten Messungen ergaben, sofort klar. Der mittlere Werth von ungefähr 142° gehört der Kante $\underline{p} : \underline{x}$ an, und erscheint bei einfachen Krystallen. Der Werth von circa 140° wird durch die zur Zwillingkante $\underline{p} : \underline{p}$ zusammenstossenden Flächen gebildet, und erscheint am oberen Ende des Zwillings; unter dem Winkel von ungefähr 144°

schneiden sich die Flächen $\underline{a} : x$ am unteren Ende des Zwillinge. Das System kann demnach nicht rhombisch seyn, wofür der Augenschein gesprochen hatte.

Um zu entscheiden, ob ein mono- oder triklinoëdrisches System vorliege, wurden an demselben Zwillinge gemessen die Kanten

$$\begin{aligned} a : m &= 160^{\circ} 12' \\ a : 2p &= 124^{\circ} 32' \\ m : 2p &= 122^{\circ} 17' \end{aligned}$$

Aus diesen Werthen berechnet sich der ebene Winkel auf a , welcher Theil nimmt an der Bildung des Ecks ($a m 2p$) (zur Rechten, oben) $= 89^{\circ} 52'$.

Da die Fläche p eine noch genauere Messung gestattete, als $2p$, so ermittelte ich ferner

$$\begin{aligned} a : m &= 160^{\circ} 12' \\ a : p &= 110^{\circ} \frac{1}{3}' \\ m : p &= 108^{\circ} 45' \end{aligned}$$

woraus derselbe ebene Winkel folgt $= 89^{\circ} 56'$. In Rücksicht des Maafses der Genauigkeit der Messungen, namentlich der letzteren, muß man jenen ebenen Winkel als einen rechten, das System demnach als monoklinoëdrisch betrachten. Unter den monoklinoëdrischen Systemen giebt es bekanntlich solche, welche man auf rechtwinklige Axen beziehen kann (diese liefern als Durchschnitte mit der Symmetrie-Ebene Polygone, deren Winkel sämmtlich ein einfaches Tangenten-Verhältniß besitzen), und andere bei denen dieß durchaus nicht möglich ist (indem die Winkel jener Durchschnittsfläche kein einfaches Tangenten-Verhältniß gestatten). Der Meneghinit gehört zu den monoklinoëdrischen Systemen der letzteren Art, was sich sofort aus den drei Winkeln

$$\begin{aligned} a : 2p &= 124^{\circ} 32' \\ a : p &= 110^{\circ} \frac{1}{3}' \\ a : x &= 108^{\circ} 9' \end{aligned}$$

(welch letzterer Winkel sich aus den oben angegebenen ergibt) folgern läßt. Die Tangenten der Complementary Winkel,

$55^{\circ} 28'$, $69^{\circ} 59\frac{1}{2}'$, $71^{\circ} 51' = 1.4532$, 2.74624 , 3.05049
verhalten sich nämlich nicht wie einfache Zahlen.

Es muß nun ermittelt werden, wie die Klinodiagonale oder Axe a zu wählen sey, damit die genannten drei schiefen Endflächen einfache oder wenigstens annehmbare Axenschnitte erhalten. Legt man die Klinodiagonalaxe so, daß die Flächen p und x auf der vordern und hinteren Seite gleiche Stücke der Axe abschneiden, demgemäß gleiche Indices erhalten, so ist es unmöglich für $2p$ einen irgend annehmbaren Ausdruck zu erhalten. Nach manchen anderen vergeblichen Versuchen schien es am geeignetsten, die Axe a so zu wählen, daß die Flächen p und $2p$ auf derselben Theile abschneiden, welche sich verhalten, wie 2 : 1. In diesem Falle schneidet die Fläche x auf der Hinterseite ein Stück ab $= \frac{2}{3}$.

Bei der Schwierigkeit der sicheren Bestimmung der kleinen prismatischen Krystalle war es mir von besonderer Wichtigkeit, die Ansicht meines Freundes Hessenberg über den Zwillingskrystall Fig. 2, Taf. IV, welcher meiner Auffassung des Meneghinit-Systems zu Grunde lag, zu erfahren. Derselbe hatte die Güte auch seinerseits den Krystall einer genauen Untersuchung zu unterwerfen, in Folge deren er den monoklinen Charakter des Systems bestätigte und die Axenschnitte der Flächen p , $2p$ und x ermittelte. An demselben Krystall führten wir folgende Messungen aus, deren annähernde Uebereinstimmung einen Maafsstab für ihre Genauigkeit gewährt:

	Hessenberg	v. R.
$a : 2p =$	124° 30'	124° 32'
$a : p =$	110 0	110 0
$a : x =$	108 13	108 12
$a : \underline{p} =$	70 0	70 2
$\underline{p} : \underline{2p} =$ circa	165 40	165 35
$\underline{p} : \underline{x} =$	141 53	
$a : m =$	160 11½	160 12
$m : p =$	108 47	108 45
$a : \frac{2}{3}m =$ circa	151 12	151 16
$a : \frac{1}{3}m =$	133 9	
$m : \underline{x} =$ circa	107 15.	

In der Endigung der Krystalle erscheinen aufser den schon genannten Flächen noch mehrere andere, welche in-
 defs fast immer so klein sind, das das bloße Auge sie
 kaum wahrnehmen kann. Die Ermittlung des Zonenver-
 bandes dieser Flächen ist schwierig und nicht vollkommen
 zweifellos, theils wegen ihrer außerordentlichen Kleinheit,
 theils weil die Flächen der zahlreichen verticalen Prismen
 keine scharfen Reflexe geben. Eine fernere Schwierigkeit
 erwächst daraus, das man an den äußerst kleinen Prismen
 nicht immer mit völliger Sicherheit entscheiden kann, ob
 man es mit der vorderen oder der hinteren Seite des Kry-
 stalls, mit einem einfachen oder Zwillingsindividuum zu thun
 hat. Doch glaube ich, nach einem mit aller mir möglichen
 Sorgfalt ausgeführten Studium meines allerdings unvollkom-
 menen Materials die sogleich anzugebenden Flächen verbür-
 gen zu können. Der Berechnung des monoklinoëdrischen
 Systems wurden zu Grunde gelegt folgende drei gemessene
 Winkel:

$$a : 2p = 124^\circ 30'; \quad a : p = 110^\circ 0'; \quad a : m = 160^\circ 8'.$$

Hieraus ergeben sich unter der Voraussetzung, das die
 schiefe Endfläche p das Axenverhältniß $a : c$, das das ver-
 ticale rhombische Prisma m das Verhältniß der Axen $a : b$
 bestimmt, folgende Axen-Elemente:

$$a : b : c = 0,361639 : 1 : 0,116825.$$

Die Axe a neigt sich nach vorne herab und bilden mit der
 Verticalaxe den Winkel $92^\circ 19' 42''$.

Die beobachteten Flächen sind folgende:

$m = (a : b : \infty c), \infty P$	$2p = (\frac{1}{3} a : c : \infty b), -P \infty$
$\frac{2}{3} m = (a : \frac{2}{3} b : \infty c), \infty P \frac{2}{3}$	$t = (\frac{2}{3} a : c : \infty b), -\frac{2}{3} P \infty$
$\frac{3}{5} m = (a : \frac{3}{5} b : \infty c), \infty P \frac{3}{5}$	$\pi = (\frac{1}{35} a : c : \infty b), -28P \infty$
$\frac{1}{2} m = (a : \frac{1}{2} b : \infty c), \infty P 2$	$x = (\frac{2}{5} a' : c : \infty b), +\frac{2}{5} P \infty$
$\frac{3}{7} m = (a : \frac{3}{7} b : \infty c), \infty P \frac{7}{3}$	$2x = (\frac{1}{5} a' : c : \infty b), +\frac{2}{5} P \infty$
$\frac{2}{5} m = (a : \frac{2}{5} b : \infty c), \infty P \frac{5}{2}$	$n = (a : \frac{1}{4} b : c), -2P 2$
$\frac{1}{3} m = (a : \frac{1}{3} b : \infty c), \infty P 3$	$d = (\frac{2}{3} a : \frac{8}{15} b : c), -\frac{25}{6} P \frac{11}{2}$
$a = (a : \infty b : \infty c), \infty P \infty$	$e = (\frac{16}{7} a : \frac{8}{25} b : c), -\frac{25}{6} P \frac{16}{7}$
$b = (b : \infty a : \infty c), \infty P \infty$	$o = (\frac{6}{5} a' : \frac{8}{25} b : c), +\frac{25}{6} P \frac{25}{5}$
$c = (c : \infty a : \infty b), 0P$	$s = (\frac{6}{5} a' : \frac{4}{25} b : c), +\frac{25}{4} P \frac{60}{5}$
$p = (a : c : \infty b), -P \infty$	

Während Fig. 1 das gewöhnliche Ansehen der Meneghinit-Krystalle wiedergibt, stellt Fig. 3 und 3a eine flächenreichere Combination dar, Fig. 2 und 2a ist der bereits oben erwähnte Zwilling, Fig. 4 stellt einen symmetrisch ausgebildeten Zwilling dar, dessen beide Enden in gerader Projection Fig. 4 a und b gezeichnet sind; endlich sind in die gerade Projection Fig. 5 fast alle oben aufgeführten Flächen eingetragen.

Ueber die Bestimmung obiger zahlreicher Flächen und Formen ist folgendes zu bemerken. Die Ausdrücke der verticalen Prismen gründen sich theils auf ziemlich genaue theils auf nur annähernde Messungen. Die Querfläche ist die bestgebildete Fläche in dieser Zone, und reflectirt meist vollkommen, die Längsfläche b stets vertical gestreift. Zwischen $\frac{1}{2}m$ und b erhält man beim Drehen der Krystallnadel einen continuirlichen Reflexstreifen, wenn man z. B. ein Licht als spiegelnden Gegenstand anwendet. Die Basis c habe ich nur selten beobachtet; stark gestreift, parallel der Axe b , ist sie vielleicht keine echte Fläche, sondern durch oscillatorisches Auftreten von p und x hervorgebracht. Die Ausdrücke der Flächen p , $2p$ und x folgen aus den bereits oben angegebenen guten Messungen. t , π und $2x$ wurden nur einmal gefunden und gemessen. Die Bestimmung des Flächenpaars n stützt sich darauf, das es in die Diagonalzone von p und außerdem in die Zone $\frac{1}{2}m:2p$ fällt, Fig. 6. Die beiden schiefen Prismen o und s fallen in die Diagonalzone von x ; außerdem wurden nach annähernden Messungen, die indess nur mit Hülfe des allgemeinen Flächenreflexes ausgeführt werden konnten, für o noch die Zone $m:2p$, so wie für s die Zone $n:2p$ supponirt. Für das schiefe Prisma d dienten die beiden Zonen $o:a$ (Querfläche) und $t:b$ (Längsfläche). Endlich konnte noch das schiefe Prisma e bestimmt werden, welches in die Zone $d:o:a$ (Querfläche) fällt, und für welches auf Grund einer annähernden Messung die Zone $\frac{1}{2}m:x$ angenommen wurde; nachdem die Ueberzeugung gewonnen war, das e nicht in die Zone $2p:n:s:\frac{1}{2}m$ falle. Die Projectionslinien e , d und o schneiden sich auf der Axe b . Aufser den oben aufgeführ-

ten Formen sah ich noch ein hinteres schiefes Prisma aus der Diagonalzone von $2x$, über dessen richtige Bestimmung ich indess im Zweifel geblieben bin. Der Zwilling Fig. 4 bietet dießs Prisma an seinem unteren Ende dar. In der Zeichnung ist jenes Flächenpaar unter der Voraussetzung eingetragen, daß seine Combinationskanten mit den Flächen s in einer zur Querfläche a parallelen Ebene liegen: in diesem Falle würde das in Rede stehende schiefe Prisma die Formel $(\frac{1}{2}a' : \frac{1}{2}b : c)$, $+ \frac{2}{3}P \frac{2}{3}$ erhalten.

Die obigen Formeln sind zum Theil wenig einfach; indess ist dießs die unmittelbare Folge der für p , $2p$ und x durch Hessenberg's und meine Messungen gewährleisteten Axenschnitte. Aus den obigen Axen-Elementen berechnen sich mit Rücksicht auf die angegebenen Flächenformeln folgende Winkel:

$p : 2p = 165^{\circ} 30'$	$\frac{3}{2}m : \frac{3}{2}m = 99^{\circ} 44'$
(gemessen 165 29 $\frac{1}{2}$)	$\frac{2}{3}m : \frac{2}{3}m = 95 48$
$a : t = 117 43\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}m : \frac{1}{3}m = 85 23$
(gemessen 118 5)	$a : \frac{2}{3}m = 151 32\frac{1}{2}$
$a : n = 173 43\frac{1}{2}$	(gemessen 151 18)
(gemessen 173 56')	$a : \frac{1}{2}m = 148 56$
$a : x = 107 54\frac{1}{2}$	(gemessen 149 0)
(gemessen 107 52)	$a : \frac{1}{3}m = 144 8\frac{1}{2}$
$p : x = 142 5\frac{2}{3}$	(gemessen 144 29)
(gemessen 142 5)	$a : \frac{3}{4}m = 139 52$
$a : 2x = 124 29$	$a : \frac{2}{5}m = 137 54$
(gemessen 124 58)	$a : \frac{1}{4}m = 132 41\frac{1}{2}$
$x : 2x = 163 25\frac{1}{2}$	$2p : \frac{1}{2}m = 117 19\frac{1}{2}$
(gemessen 163 14)	(gemessen 117 26)
$2p : t = 173 13\frac{1}{2}$	$p : n = 167 37$
$2x : t = 117 47\frac{1}{2}$	$2p : n = 161 1$
(gemessen 116 55)	(gemessen 161 0)
$2x : p = 125 31$	$n : b = 102 23$
(gemessen 125 30)	$e : b = 109 44$
$2p : x = 127 35\frac{2}{3}$	$e : x = 131 54$
(gemessen 127 33)	(gemessen 132 4 $\frac{1}{2}$)
$m : m = 140 16$	$e : a = 99 43$
$\frac{2}{3}m : \frac{2}{3}m = 123 5$	$o : x = 160 50$
$\frac{3}{4}m : \frac{3}{4}m = 117 52$	$o : b = 109 10$
$\frac{1}{2}m : \frac{1}{2}m = 108 17$	$o : a = 106 52\frac{1}{2}$

$s : x = 145^{\circ} 12'$	$e : o = 153^{\circ} 25'$
$s : b = 124 \ 48$	$d : a = 116 \ 16\frac{1}{2}$
$s : a = 104 \ 37$	$e : a = 99 \ 42\frac{1}{2}$
$d : t = 162 \ 5\frac{1}{2}$	(gemessen $99 \ 32$)
$d : b = 107 \ 54\frac{1}{2}$	$e : b = 109 \ 45\frac{1}{2}$
$d : c = 163 \ 26$	
(gemessen $163 \ 30$)	

Die Krystalle des Meneghinit's sind häufig zu Zwillingen verwachsen, nach dem bei monoklinoëdrischen Systemen gewöhnlichsten Gesetze, bei welchem die Querfläche Zwillingsebene ist; mit dieser Fläche sind die Individuen auch verbunden. Wenn dieselben symmetrisch ausgebildet, so erhält der Zwilling ein rhombisches Ansehen, Fig. 4; und der monoklinoëdrische Charakter der Krystalle kann sich leicht der Beobachtung entziehen.

Für den Zwilling Fig. 2 und 4 berechnen sich folgende Kanten:

$$p : x = 177^{\circ} 54\frac{1}{2}' \quad p : p = 140^{\circ} 0' \quad x : x = 144^{\circ} 11\frac{1}{2}'$$

(gem. 178 1) (gem. 140 3) (gem. 144 11)

An dem Krystallsystem des Meneghinit's ist eine Eigenthümlichkeit noch hervorzuheben, dafs nämlich einige Winkel in der Zone, deren Flächen parallel der Axe b , nahe gleich sind mit Winkeln in der Zone der verticalen Prismen:

$$m : b = 109^{\circ} 52' \quad p : a = 110^{\circ} 0'$$

$$\frac{1}{2}m : b = 125 \ 51\frac{1}{2} \quad 2p : a = 124 \ 30.$$

Dieselbe Annäherung entsprechender Kantenwinkel beobachtet man bei einigen rhombischen Systemen z. B. bei demjenigen des Dufrenoy'sits (s. diese Ann. Bd. CXXII. S. 379). Es folgt daraus, dafs die Axenlängen in annähernd einfachen Verhältnissen stehen. In der That ist beim Meneghinit die Axe c ungefähr ein Drittel der Axe a , und diese etwa gleich einem Drittel von b .

Die Flächen der Endigung sind meist sehr glänzend, doch erscheinen die schiefen Prismen meist nur als leuchtende

Punkte. In der Zone der verticalen Flächen herrscht eine auffallende Unsymmetrie, so daß der horizontale Querschnitt der Prismen nicht selten in einer schiefen Richtung sich ausgedehnt zeigt. Die Zwillinge bieten dadurch zuweilen eine gewisse Aehnlichkeit mit den Cyanitzwillingen dar, daß sie in der Prismenzone an der Zwillingegränze einerseits einen einspringenden, andererseits einen ausspringenden Winkel besitzen. Die obige krystallographische Bestimmung stützt sich (wie bereits erwähnt) lediglich auf die Krystalle des von Dr. Portelli mir geschenkten Stücks; da diejenigen der Stufe aus Pisa keine nähere Bestimmung erlaubten. Doch überzeugte ich mich, daß auch bei den letzteren ein verticales rhombisches Prisma vorhanden ist, dessen Fläche mit der Querfläche eine Combinationskante von ungefähr 160° bilden. Es erscheint kaum zweifelhaft, daß die von Sella bestimmten Krystalle mit den von mir untersuchten identisch sind, denn das von diesem Forscher angegebene verticale Prisma, dessen Combinationskante mit der Querfläche = $133^\circ 27'$ angegeben wird, stimmt in einer mit Bezug auf die Flächenbeschaffenheit genügenden Weise mit unserem Prisma $\frac{1}{2}m$. Fast genau stimmt die Kante des von Sella für ein rhombisches Querprisma gehaltenen Flächenpaars $142^\circ 2'$ mit der aus den obigen Axenelementen berechneten Combinationskante der vorderen und hinteren schiefen Endfläche, p und x .

Eine sehr deutliche Spaltbarkeit geht parallel der Querfläche a , der Bruch in anderen Richtungen muschlig, eine Spaltbarkeit parallel der Basis habe ich nicht gefunden. Metallglänzend, bleigrau, der Strich schwärzlich grau. Die Oberfläche nimmt durch beginnende Zersetzung eine schwarze, zuweilen auch irisirende Farbe an. Härte gleich Kalkspath. Im äußern Ansehen ist der Meneghinit dem Skleroklas aus dem Binnenthale sehr ähnlich, s. diese Annal. Bd. CXXII, S. 380.

19. Ueber einige neue und seltene Kalkspathformen.

a) Oberer See, b) Alston Moor, c) Hausach in Baden, d) St. Andreasberg, e) Arendal, f) Beresowsk, g) Maxen, h) Freiberg, i) Island, k) Bellamar auf Cuba.

Obgleich viele und ausgezeichnete Krystallographen sich mit den Formen des Kalkspaths beschäftigt haben, so ist dennoch die Kenntnifs dieses gestaltenreichsten, in jeder Hinsicht überaus merkwürdigen Systems noch lange nicht abgeschlossen. Die Worte Lévy's, welcher am meisten beigetragen, die Kenntnifs des Kalkspath-Systems zu erweitern: »le traité complet de la chaux carbonatée laisse encore tant à désirer« (1837) entsprechen auch noch dem heutigen Stande unseres Wissens. Die Formen des Kalkspaths würden sich unter einem zweifachen Gesichtspunkte betrachten und verbinden lassen, nämlich entweder nach dem Gesetze der Reihenbildung, gemäß dem Vorgange von Mohs, oder nach dem Zonengesetze von Weifs. Es würde sich bei vergleichender Betrachtung nach beiden Methoden vielleicht herausstellen, ob das eine oder das andere Princip in dem Kalkspathsystem mehr Begründung findet. Der Urheber der Zonenlehre, indem er an Kalkspathkrystallen von Derbyshire aus dem Zonenverbande das neue Rhomboëder $-\frac{1}{2}R = (\frac{2}{3}a' : \frac{2}{3}a' : \infty a : c)$ bestimmte, äußert: »Es wird an diesem Beispiele recht klar, wie das Verfolgen der Zonen, welches für die Bestimmung der Lage der Krystallflächen der wahre Schlüssel ist, oft zu ganz anderen Resultaten führt, als zur Bestätigung eines nur abstrakten vermeintlichen Principes der Reihen.« Wenngleich jenes Rhomboëder, einer Nebenreihe zweiter Ordnung angehörig, sich durch einen Kantenparallelismus vortrefflich bestimmen liefs, indem es die verborgene Kante zweier abwechselnden Flächen des Hauptkalenoëders (*métastatique*) abstumpft: so beweist dieser einzelne Fall noch nicht, dafs bei dem Studium der Kalkspathformen dem Zonenverbande der Vorzug vor den Reihen gegeben werden müsse. Im Folgenden werden wir einen dem Beispiele von Weifs entgegengesetzten Fall kennen lernen, ein Skalenöeder, welches, obgleich an einer sehr flächenreichen Com-

bination auftretend, durch Zonen nicht bestimmt werden kann; eine Combination, welche um so interessanter ist, als sich für jenes Skalenoëder scheinbar zwei leichtaufzufassende Zonen darbieten, von denen indess nur eine wirklich vorhanden ist, während der andere scheinbare Kantenparallelismus sich bei genauerer Untersuchung als trügerisch erweist. — An die Beschreibung der Krystalle vom Oberen See, welche demnach eine bemerkenswerthe Abweichung von der krystallographischen Regel, — das die Zonen bekannter Flächen für das Auftreten neuer Formen bestimmend sind — darbieten, reihen wir die Darstellung einiger theils neuer, theils weniger bekannter Combinationen aus der Sammlung des Hrn. Dr. A. Krantz an, dem folgenden Abschnitte Beschreibung und Zeichnung einiger besonders interessanter Zwillingsverwachsungen des Kalkspaths vorbehaltend.

a. *Kalkspath vom Oberen See.* Die das gediegene Kupfer am Oberen See in Amerika nebst Analcim und Apophyllit begleitenden Kalkspathkrystalle sind bisher in Sammlungen wenig verbreitet und wenig bekannt geworden. Dennoch verdienen diese Krystalle in hohem Grade die Aufmerksamkeit der Mineralogen, da sie an Reichthum und Glanz der Flächen, an Mannichfaltigkeit der Combinationen, an Schönheit von den Vorkommnissen keines anderen Fundorts übertroffen werden. Das Material zu dieser Untersuchung erhielt ich vorzugsweise durch die Güte des Hrn. Bergingenieur Asmus zu Haughton am Oberen See. Einige zur Bestimmung einer zweifelhaften Form sehr wichtige Stücke verdanke ich Hrn. Dr. Krantz, der dieselben mit der Saemann'schen Sammlung erwarb. Die besondere Schönheit der Kalkspathkrystalle unseres Fundorts wird namentlich auch dadurch hervorgebracht, das sie in Drüsen und auf Klüften des dortigen sogenannten Melaphyrs zunächst auf den gestrickten Formen des gediegenen Kupfers aufgewachsen sind. Indem der meist wasserhelle Kalkspath als jüngere Bildung das Kupfer bedeckt und umhüllt, erhält derselbe zuweilen einen außerordentlich schönen rothen

Farbenschein. Auch der Analcim desselben Fundorts umschließt gestrickte Formen des Kupfers.

An den Kalkspathkrystallen vom Oberen See (Grube Minnesota) beobachtete ich folgende Formen:

$$\begin{aligned}
 R &= (a : a : \infty a : c), P \\
 -\frac{1}{2}R &= (2a' : 2a' : \infty a : c), g \\
 -2R &= (\frac{1}{2}a' : \frac{1}{2}a' : \infty a : c), f \\
 4R &= (\frac{1}{4}a : \frac{1}{4}a : \infty a : c), m \\
 \frac{2}{3}R &= (\frac{2}{3}a : \frac{2}{3}a : \infty a : c) \\
 -\frac{7}{2}R &= (\frac{7}{2}a' : \frac{7}{2}a' : \infty a : c), \chi \\
 -\frac{7}{3}R &= (\frac{7}{3}a' : \frac{7}{3}a' : \infty a : c) \\
 18R &= (\frac{1}{18}a : \frac{1}{18}a : \infty a : c) \\
 0R &= (\infty a : \infty a : \infty a : c) o \\
 -\frac{1}{3}R4 &= (\frac{4}{3}a' : \frac{4}{11}b' : \frac{1}{2}a' : \frac{4}{13}b : \frac{2}{3}a' : 2b' : c), \gamma \\
 R3 &= (a : \frac{1}{4}b : \frac{1}{3}a : \frac{1}{5}b' : \frac{1}{2}a : b : c), r \\
 R7 &= (\frac{1}{3}a' : \frac{1}{10}b : \frac{1}{7}a : \frac{1}{11}b' : \frac{1}{4}a : b : c), s \\
 R9 &= (\frac{1}{4}a : \frac{1}{13}b : \frac{1}{3}a : \frac{1}{14}b' : \frac{1}{8}a : b : c), \mu \\
 -2R2 &= (a' : \frac{1}{2}b' : \frac{1}{4}a' : \frac{1}{2}b : \frac{1}{3}a' : \frac{1}{2}b' : c), \alpha \\
 -4R\frac{1}{2} &= (\frac{2}{3}a' : \frac{1}{2}b' : \frac{2}{20}a' : \frac{1}{13}b : \frac{2}{16}a' : \frac{1}{4}b' : c) \\
 \frac{1}{3}R\frac{11}{3} &= (\frac{11}{3}a : b : \frac{11}{11}a : \frac{5}{6}b' : \frac{11}{7}a : 5b : c) \\
 -\frac{4}{3}R3 &= (\frac{2}{3}a' : \frac{5}{16}b' : \frac{5}{12}a' : \frac{1}{4}b : \frac{5}{3}a' : \frac{5}{4}b' : c), b \\
 \frac{1}{10}R\frac{2}{7} &= (10a : b : \frac{10}{9}a : \frac{10}{17}b' : \frac{2}{4}a : \frac{10}{7}b : c) \\
 \infty P2 &= (a : \frac{1}{2}a : a : \infty c), u.
 \end{aligned}$$

Die zur Rechten der Formeln stehenden Buchstaben wurden von Häuy und A. den betreffenden Gestalten gegeben. Den von mir aufgefundenen neuen (sowie den bisher mit einem Buchstabenzeichen nicht allgemein bekannten) Formen neue Buchstaben beizulegen, achtete ich mich nicht für befugt, sondern zog vor in die Zeichnungen die Naumann'schen Ausdrücke allein zu setzen. Von den vorstehenden Gestalten sind neu, oder wenigstens mir nicht von anderen Vorkommnissen bekannt: das Rhomboëder 18R, und die beiden Skalenoëder $-4R\frac{1}{2}$ und $\frac{1}{3}R\frac{11}{3}$. Die meisten der

1) Nachdem dieser Abschnitt vollendet und druckfertig war, ersah ich erst, daß Hr. Hessenberg in der letzten Fortsetzung seiner »Mineralogischen Notizen« an Kalkspathkrystallen von Island bereits das Skalenoëder $-4R\frac{1}{2}$ aufgefunden hat, s. Min. Not. No. 7 S. 1—4, Fig. 9 u. 10.

oben ausgeführten Formen, nämlich R , $-\frac{1}{2}R$, $-2R$, $4R$, $\frac{1}{2}R$, $-\frac{1}{2}R$, $-\frac{1}{2}R$, $18R$; $-\frac{1}{2}R4$, $R3$, $R9$, $2R2$, $-4R\frac{1}{2}$, $-\frac{1}{2}R3$, $\frac{1}{16}R\frac{1}{2}$; $\infty P2$ sind in den Figuren 7 bis 10 Taf. IV dargestellt.

Sämmtliche Figuren einfacher Kalkspathkrystalle der Taf. IV habe ich mit einziger Ausnahme der Fig. 9 in solcher Stellung gezeichnet, daß eine der Nebenaxen sich in derselben Lage befindet, wie die Längsaxe a orthogonaler Krystallssysteme. Dieselbe Stellung zeigen auch die zu Zippel's Werk »Uebersicht der Krystallgestalten des rhomboëdrischen Kalkhaloids« gehörigen Figuren. Die in den Werken von Haüy, Lévy, G. Rose dargestellten Kalkspathkrystalle erscheinen gegen die auf unserer Tafel gewählte Stellung 30° um die Verticalaxe gedreht. In beiden Arten der Darstellung erscheint das Hauptskalenoëder auf der vorderen oder sichtbaren Seite oben wie unten mit je drei Flächen. Da in der einen wie in der anderen Stellung das zur längeren Endkante zusammenstoßende Flächenpaar am oberen Ende dominirt, die Krystalle vom Lake superior indess ihren größten Formenreichtum an der kürzeren Endkante des Hauptskalenoëders entwickeln, so habe ich in Fig. 9, Taf. IV dem Krystalle eine solche Stellung gegeben, daß eine kürzere Endkante von $R3$ nach vorne gewandt erscheint. In dieser Stellung, welche gegen diejenige der anderen Figuren um 60° gedreht ist, werden oben vier, unten nur zwei Flächen des Hauptskalenoëders sichtbar.

Das Hauptrhomboëder R , keineswegs immer vorhanden, ist bald matt, bald vollkommen glänzend.

Das Rhomboëder $-\frac{1}{2}R$ (erstes stumpferes) fehlt fast nie, ist stets parallel der Combinationskante mit R gestreift. Das Rhomboëder $-2R$ (erstes spitzeres) ist entweder nur als eine äußerst kleine Abstumpfung der durch die Skalenoëder $-\frac{1}{2}R4$ und $-2R2$ gebildeten Ecke vorhanden, oder als eine Abstumpfung der kürzeren Endkanten von $R3$, oder der längeren Endkanten von $-\frac{1}{2}R3$. Zuweilen fehlt $-2R$, selten herrscht es vor, wie an einem Krystalle vom Oberen See, den Hr. Friedel mir in der Sammlung der

Ecole des mines zeigte. Die Flächen $-2R$ sind glänzend; an einem über einen Zoll großen Krystall vom Ansehen der Fig. 8 sind alle Flächen matt, mit Ausnahme derjenigen von $-2R$. Obgleich glänzend, sind sie doch nicht vollkommen eben, sondern ein Wenig gewölbt. Vollkommen eben und glänzend sind die Flächen des Rhomboëders $4R$, welche gewöhnlich als kleine symmetrische Trapezoide erscheinen, Fig. 9, Taf. IV.

Die Formen $\frac{1}{2}R$ und $-\frac{1}{2}R$ gehören zu Nebenreihen erster Ordnung. $\frac{1}{2}R$ ist selten, nicht wohlgebildet, schmale Abstumpfungen der längeren Endkante des Hauptskalenoëders bildend. $-\frac{1}{2}R$ stumpft selten die längere Endkante des Skalenöders $-2R2$ ab. Das seltene Rhomboëder $-\frac{1}{2}R$ stellt Lévy an einigen Krystallen von Garrigill in Cumberland dar, s. »*Description d'une collection etc.*« Atlas pl. VIII, Fig. 116 und pl. IX, Fig. 133, es führt hier die Bezeichnung e^4 .

$-\frac{1}{2}R$ gehört zu den Rhomboëdern aus Nebenreihen zweiter Ordnung (welche zu Grundzahlen Brüche mit Primzahlen im Zähler und Nenner besitzen). Dies Rhomboëder wurde — wie oben erwähnt — zuerst durch Weifs bestimmt. (»Neue Bestimmung einer Rhomboëderfläche am Kalkspath«, Schr. d. Berl. Ak. Physik. Kl. 1836, S. 207 bis 213) an Krystallen von Derbyshire, nachdem es früher für $-\frac{1}{2}R$ angesehen worden war. Auch Lévy fand es auf an Krystallen von Andreasberg (Atlas pl. V, Fig. 80 und pl. IX, Fig. 136), es hat das Zeichen e^4 (nicht e^3 , wie es in dem für das Studium des Kalkspaths überaus nützlichen *Quadro delle forme cristalline dell' argento rosso del quarzo e del calcare* von Sella aufgeführt wird). Das Rhomboëder $18R$ gehört zu den Nebenreihen dritter Ordnung (deren Grundzahlen Produkte oder Potenzen von Primzahlen sind). Seine Grundzahl ist $3^2 = 9$. Aus dieser Reihe führt Zippel die drei Formen $-\frac{9}{4}R$ als »ungewiss«, $\frac{9}{2}R$ als »nicht ganz zuverlässig«, $9R$ als »verhüllt in R^{17} « auf.¹⁾

1) Hessenberg hat das Rhomboëder $9R$ an Krystallen von Island wirklich aufgefunden, Min. Not. No. 7, S. 1 bis 4.

Für das Rhomboëder $18R$ beträgt der Winkel der Endkanten = $60^\circ 19'$
 die Neigung seiner Flächen gegen die Basis $0R$ = $93^\circ 13\frac{1}{2}'$
 gegen das erste hexagonale Prisma ∞R = $176^\circ 46\frac{1}{2}'$
 gegen das Hauptrhomböeder R = $137^\circ 50\frac{1}{2}'$.

Die obiger Bestimmung zu Grunde liegenden Messungen wurden an Krystallen von der Ausbildung der Fig. 7 ausgeführt. Es wurde gemessen die Combinationskante $4R'$: $18R = 169^\circ 2'$, der berechnete Werth = $169^\circ \frac{1}{3}'$. An einem Zwillingkrystalle (Zwillingsene die Basis $0R$, Drehungswinkel 60°) von derselben Flächenausbildung wie Fig. 7 Taf. IV bilden die Flächen $18R$ beider Individuen an der Zwillings- und Zusammenwachsungsebene die stumpfe einresp. ausspringende Kante = $173^\circ 33'$ (berechnet); $173^\circ 37'$ (gemessen). Die Flächen $18R$ sind nur klein, ihre Messung geschah mittelst des mit einem Fernrohr versehenen Goniometers, wobei ein Licht als Bild diente. Das neue Rhomboëder ist unter allen bisher am Kalkspath beobachteten eines der spitzesten, indem nur Eine noch spitzere Form bisher bestimmt worden ist = $28R$, dessen Endkantenwinkel von Zippe = $60^\circ 9'$ angegeben wird. Am nächsten steht dem neuen Rhomboëder eines erster Ordnung $16R$ (Endkantenwinkel = $60^\circ 20'$) und eines zweiter Ordnung — $14R$ (Endkantenwinkel = $66^\circ 31'$).

Die Basis $0R$ ist an den Krystallen unseres Fundorts ungewöhnlich, matt. Während die Rhomboëder fast stets nur untergeordnet auftreten, wird die Umgränzung unserer Krystalle vorzugsweise von Skalenoëdern gebildet, deren genaueres Studium hier ein ganz besonderes Interesse verdient. Von den neun beobachteten Skalenoëdern gehören sechs zu Rhomboëdern der Hauptreihe, die übrigen zu Rhomboëdern aus Nebenreihen zweiter Ordnung.

1) Die Neigung $4R:0R$ giebt Zippe in der Tabelle irriger Weise $104^\circ 17'$ statt $104^\circ 13'$ an; ebenso betragen die Neigungen $4R:\infty R$ und $4R:R$ nicht $165^\circ 43'$ und $148^\circ 54'$, sondern $165^\circ 47'$ und $148^\circ 50'$.

Das Skalenoëder $-\frac{1}{2}R4, \gamma$, obgleich schon Haüy bekannt, scheint von Lévy an den Krystallen der Heuland'schen Sammlung nicht beobachtet worden zu seyn; es würde bei ihm die Bezeichnung $b^3 d' d^2$ erhalten. Diefes Skalenoëder gehört (wie aus seinem Zeichen sofort ersichtlich) in die Endkantenzone von $-\frac{1}{2}R$, und würde an dieser herrschenden Form auftretend, die seitlichen Kanten zuschärfen. Es ist nach Zippe sehr selten. In der That findet es sich weder in den 158 Kalkspath-Figuren des Lévy'schen Atlas, noch in den 93 Figuren der Zippe'schen Tafeln dargestellt. Den Krystallen vom Oberen See fehlt $-\frac{1}{2}R4$ fast niemals, die Flächen sind sehr gut gebildet und lassen sich ganz genau messen. Dicselben stellen sich entweder als schmale ungleichseitige Dreiecke dar (Fig. 10, γ), oder als unregelmäßige Vielecke (Figur 7, 8, 9) in den flächenreichen Combinationen. Die Flächen $-\frac{1}{2}R4$ sind leicht durch zwei Zonen zu bestimmen: indem sie, wie bereits bemerkt, Zuschärfungen der Seitenkanten von $-\frac{1}{2}R$ bilden. Ferner besitzen parallele Combinationskanten $4R$ (s. Fig. 9, das untere m), $-\frac{1}{2}R4$ (eine der oberen Flächen γ) und $-\frac{1}{2}R$ (eine der auf der hinteren Seite liegenden Flächen γ). An einem der Krystalle mafs ich mit zwei Fernrohren die längere Endkante dieses Skalenoëders $= 143^\circ 32'$, genau wie es die Rechnung verlangt. Bekanntlich bestimmt jedes Skalenoëder vier (verhüllte) Rhomboëder: zunächst zwei durch die beiderlei Endkanten, das Rhomboëder der längeren Endkanten $= y$, dasjenige der kürzeren $= x$; ferner zwei durch die Combinationskanten seiner Flächen mit dem ersten hexagonalen Prisma αR , nämlich das Rhomboëder k durch die stumpferen kürzeren, das Rhomboëder r durch die schärferen längeren jener Combinationskanten. Für das Skalenoëder $-\frac{1}{2}R4$, welches für den Kalkspath unseres Fundorts besonders charakteristisch, ist

$$y = \frac{13}{4}R, x = -\frac{11}{4}R, k = \frac{3}{4}R, r = -\frac{5}{4}R.$$

Das Skalenoëder $R3, r$, *métastatique*, gewöhnlich herrschend an unseren Krystallen, ist entweder vollkommen glatt und glänzend, oder parallel seinen Seitenkanten sehr fein

gestreift. An einem einen halben Zoll großen Krystall vom Typus der Figur 9 konnte ich von den sechs längeren Endkanten des herrschenden Skalenoëders vier messen = $144^{\circ} 31'$; $144^{\circ} 25'$, $144^{\circ} 28'$, diese drei am oberen Ende. Die zur letzteren parallele Kante des unteren Endes ergab gleichfalls $144^{\circ} 28'$. Der berechnete Werth ist = $144^{\circ} 24'$. Den Grund dieser erheblichen Abweichungen von dem berechneten Maasse der Kante kann ich nur in der Größe des Krystalls und in der bedeutenden Ausdehnung der betreffenden Flächen sehen; denn der Kalkspath ist im Allgemeinen in seinen Winkeln sehr constant in einem Grade wie es bei einem monoklinoëdrischen Minerale wohl nicht vorkommt. Für $R3$ ist

$$y = -5R, x = 4R, k = -R, r = 2R.$$

Das Skalenoëder $R7, \zeta$, bildet Zuschärfungen der seitlichen Kanten von $R3$, oder Abstumpfungen der Combinationkanten zwischen den Flächen des zweiten hexagonalen Prismas und $R3$. Die Flächen $R7$ treten nur untergeordnet auf, und sind parallel ihrer Seitenkante gestreift. Ein Zonenverband findet statt zwischen $R7, 4R$ und ∞R (dem ersten Prisma, welches sich indess an den Krystallen unseres Fundorts nicht findet). $R7$ ergiebt

$$y = -11R, x = 10R, k = -3R, r = 4R.$$

Das Skalenoëder $R9, \mu$, erscheint ähnlich, und von ähnlicher Beschaffenheit wie $R7$, zuweilen indess auch herrschend, Fig. 7. Auch für $R9$ existirt ein Kantenparallelismus mit $4R$ und ∞R . $R9$ bestimmt folgende verhüllte Rhomboëder:

$$y = -14R, x = 13R, k = -4R, r = 5R.$$

Die Skalenoëder $R3, R7, R9$ fallen in die Endkantenzone des Hauptrhomböders und liegen zwischen den Flächen dieses letzteren und des zweiten hexagonalen Prismas. Die beiden anderen an den Krystallen vom Oberen See noch auftretenden Skalenoëder aus derselben Endkantenzone, nämlich $\frac{1}{3}R\frac{1}{3}$ und $\frac{7}{10}R\frac{7}{10}$, liegen zwischen den Flächen des Hauptrhomböders und des ersten stumpferen.

Das Skalenoëder $-2R2, x$, hat eine bemerkenswerthe Lage zu $R3$, so daß es mit keiner anderen Form verwech-

selt werden kann, wenn es zu $R3$ hinzutritt. Die kürzeren Endkanten von $-2R2$ werden nämlich durch die Flächen des Hauptskalenoëders zugeschärft, s. Fig. 8 und 9. Außer diesem Kantenparallelismus ist ein zweiter vorhanden: $4R$, $-2R2$, $-\frac{1}{2}R4$, $-\frac{1}{2}R$, welcher gleichfalls in der Figur deutlich hervortritt. Die längeren Endkanten von $-2R2$ werden durch das Rhomboëder $-\frac{1}{2}R$ abgestumpft. $-2R2$ fällt in die Endkantenzone des ersten schärferen Rhomboëders, dessen seitliche Kanten durch die Flächen jenes Skalenoëders zugeschärft werden. Für $-2R2$ sind die zugehörigen Rhomboëder:

$$y = 7R, x = -5R, k = R, r = -3R.$$

Das Skalenoëder $-4R\frac{1}{2}$ misst in den längeren Endkanten	158° 29' 50"
in den kürzeren Endkanten	83° 33' 36"
in den Seitenkanten	137° 33' 40"
Es beträgt die Neigung der längeren Endkante zur Verticalaxe	9° 35' 15"
der kürzeren Endkante zur Verticalaxe	14° 13' 4"

Wie die Skalenoëder $-\frac{1}{2}R4$ und $-2R2$, so fällt auch $-4R\frac{1}{2}$ in die Zone $-\frac{1}{2}R : 4R$ (Fig. 9). In Combination mit dem Hauptskalenoëder sind die Flächen $-4R\frac{1}{2}$ leicht von den sonst ähnlich liegenden $-2R2$ zu unterscheiden. Die Combinationskanten zwischen $R3$ und $-4R\frac{1}{2}$ gehen nämlich nicht parallel den längeren Endkanten von $R3$, sondern divergiren noch oben. Während die Bestimmung von $-\frac{1}{2}R4$ und $-2R2$ durch je zwei Zonen leicht geschieht, sucht man vergeblich an den Krystallen nach einer zweiten Zone mit Hilfe deren $-4R\frac{1}{2}$ bestimmt werden könnte¹⁾. Es hat zwar ganz den Anschein, als ob die kürzeren Endkanten von $R9$ zugeschärft würden durch die Flächen unseres neuen Skalenoëders, und es bedürfte genauer

1) In der nächsten Fortsetzung dieser »Mineralogischen Mittheilungen« werde ich durch eigenthümliche Fortwachsung ausgezeichnete Kalkspathkrystalle aus dem Melaphyr der Nahe beschreiben, an denen mit $-4R\frac{1}{2}$ die kürzeren Endkanten dieses Skalenoëders zuschärfend, $R5$ auftritt.

Messungen, bevor ich zur Gewißheit kam, daß die längere Endkante von $-4R\frac{2}{3}$ nicht parallel ist der Combinationenkante der Flächen $-4R\frac{2}{3}$ und $R9$. Die bezeichneten Kanten divergiren nämlich am oberen Ende des Krystalls nach oben, und bilden mit einander den Winkel von $1^{\circ} 52' 7''$. Diese Abweichung vom Parallelismus ist indess so gering, daß man sie kaum wahrnehmen kann. Das Skalenoëder $-4R\frac{2}{3}$ fehlt den Krystallen vom Oberen See fast nie, es ist als eine für dieselben besonders charakteristische Form anzusehen. Bald ist es mehr untergeordnet, wie die Figuren 9 und 10 zeigen, in welchen es meist zugleich mit $-2R2$ und $-\frac{1}{2}R4$ auftritt; bald steht es im Gleichgewicht mit dem Skalenoëder $R9$ und dem Rhomboëder $4R$, Fig. 7. An den Krystallen vom Typus der Fig. 9, welche fast sämtliche Flächen glatt und glänzend zeigen, ist $-4R\frac{2}{3}$ matt. Die Krystalle des Typus Fig. 7 bieten $-4R\frac{2}{3}$ zugleich ausgedehnt und vollkommen glatt und glänzend dar. An mehreren dieser Krystalle wurde die längere Endkante des in Rede stehenden Skalenoëders gemessen; es schwankten die Messungen nur zwischen $158^{\circ} 29'$ und $158^{\circ} 31'$, ergaben demnach in ihrem mittleren Werthe ein mit der Rechnung vollkommen übereinstimmendes Resultat. Ferner wurden die Combinationenkanten

$-4R\frac{2}{3}:4R$ (anliegend) gemessen $154^{\circ} 0'$; berechnet $153^{\circ} 59'$.
 $-4R\frac{2}{3}:-\frac{1}{2}R4$ " $156^{\circ} 58'$; " $156^{\circ} 58'$.

Das Skalenoëder $-4R\frac{2}{3}$, dessen verhüllte Rhomboëder sind

$$y = 12R, x = -8R, k = \frac{4}{3}R, r = -\frac{16}{3}R,$$

gehört in die Endkantenzone des Rhomboëders $-4R$, der Ergänzungsform eines der wichtigsten Rhomboëder an den Krystallen vom Oberen See.

Es wirft sich die Frage auf: welche Formel würde dasjenige Skalenoëder aus der Endkantenzone des Hauptrhomboëders erhalten, dessen kürzere Endkanten durch die Flächen unseres Skalenoëders $-4R\frac{2}{3}$ zugeschärft werden?

Die Formel würde seyn

$$R^{25} = (\frac{3}{11}a : \frac{1}{12}b : \frac{2}{15}a : \frac{1}{13}b' : \frac{3}{14}a : b : c),$$

ein bisher nicht beobachtetes Skalenoëder.

Wer die in Fig. 7 dargestellten Krystalle erblickt, wird sich gewiss nur schwer entschließen, dem Glauben an das Vorhandenseyn eines Zonenverbandes zwischen den Flächen $R9$ und des neuen Skalenoëders zu entsagen: Träte dieser Kantenparallelismus zu der bereits angegebenen Zone $-\frac{1}{4}R$, $-2R2$, $-\frac{1}{4}R4$, $4R$ hinzu, so würde unser Skalenoëder die Formel $-\frac{22}{5}R\frac{19}{11} = (\frac{5}{13}a' : \frac{5}{36}b' : \frac{5}{13}a' : \frac{1}{13}b : \frac{5}{39}a' : \frac{5}{23}b' : c)$ erhalten, und in den beiderlei Endkanten messen: $159^{\circ} 9'$ und $82^{\circ} 41\frac{1}{2}'$.

Während bei der Combination der Skalenoëder $-4R\frac{5}{3}$ und $R9$ die Combinationkanten am oberen Ende nach oben divergiren, entstehen konvergirende Kanten, wenn statt $R9$ das Skalenoëder $R7$ hinzutritt. Auch dies findet sich bei mehreren der Krystalle, s. Figur 9 und 10. Auch hier ist die Abweichung von dem Parallelismus so gering, daß eine genaue Untersuchung begünstigt durch gute Flächenausbildung nöthig ist, um die Wahrheit zu erkennen. Wenn wirklich die kürzeren Endkanten von $R7$ durch unsere neue Form zugeschärft würden, so müßte letztere das Zeichen $-\frac{16}{5}R\frac{7}{4} = (\frac{5}{8}a' : \frac{5}{34}b' : \frac{5}{26}a' : \frac{1}{10}b : \frac{5}{22}a' : \frac{5}{18}b' : c)$ erhalten, und würde in den beiderlei Endkanten messen $156^{\circ} 59'$ und $85^{\circ} 58\frac{1}{2}'$.

Bei vielen anderen flächenreichen Krystallsystemen ist der Zonenverband ein so durchgreifender, daß es fast den Anschein gewinnt, als ob in gewissen Combinationen benachbarte Flächen durch sich kreuzende Zonen das Auftreten neuer Flächen bedingten und bewirkten. Deshalb drängt sich bei dem Studium der Krystalle vom Oberen See die Frage auf, warum bildet sich neben $R7$ nicht $-\frac{16}{5}R\frac{7}{4}$ aus, oder neben $R9$ nicht $-\frac{22}{5}R\frac{19}{11}$, oder umgekehrt warum sehen wir nicht neben $-4R\frac{5}{3}$ das spitze Skalenoëder aus der Endkantenzone des Hauptrhomboëders $R\frac{25}{3}$ auftreten? Allerdings besitzen die hier genannten durch Zonen verbundenen Skalenoëder weniger einfache Zeichen als die wirklich auftretenden Formen ohne Kantenparallelismus. Indefs sind am Kalkspath bereits andere Skalenoëder mit ähnlich complicirten Formeln bestimmt worden. Wie dem auch sey, so scheint mir aus dem Studium der Krystalle vom

Oberen See eine gewisse Einschränkung der Zonenlehre sich zu ergeben.

Als das allgemeinere Gesetz tritt hier offenbar hervor die grössere Einfachheit der Ableitungszahlen, welche beim Kalkspath in dem Gesetze der Reihenbildung einen glücklichen Ausdruck gefunden hat.

Zur Bestimmung des Skalenoëders $-4R\frac{2}{3}$ wurde die eine vorhandene Zone und die sehr genau ausführbare Messung der längeren Endkante benutzt. Denn an den durch die Figuren 7, 9, 10 dargestellten Krystallen ist es nicht möglich eine zweite Zone zur Bestimmung des Skalenoëders durch Kantenparallelismus aufzufinden. Wenn in Combination erschienen die Formen $R3$, $-4R\frac{2}{3}$ nebst dem sogleich näher zu erwähnenden $-\frac{2}{3}R3$, b , (eine Combination, welche ich indess nicht beobachtete), so würde je eine Fläche dieser drei Skalenoëder in eine Zone zu fallen scheinen. Bezeichnen wir die betreffenden Flächen näher: die durch einen kleinen Kreis bezeichnete Fläche $-\frac{4}{3}R3$ des Krystalls Fig. 8, ferner die die Legende tragende Fläche $R3$ derselben Fig., endlich die durch einen kleinen Kreis bezeichnete Fläche $-4R\frac{2}{3}$ der Fig. 10, wenn die bezeichnete Fläche an der Combination Fig. 8 aufträte. Entwirft man eine Linearprojection nach Quenstedt's Methode, so scheinen die Linien der eben bezeichneten Flächen in der That durch einen und denselben Punkt zu gehen. Untersucht man aber die Sache näher, indem man sich der Formel

$$q'q''p(p' - p'') + qq'p'(p'' - p) + qq'p''(p - p') = 0$$

(s. Plücker's Analyt. geometr. Entwicklungen) bedient, in welcher $qq'q''$ und $pp'p''$ die rechtwinkligen Coordinatenschnitte dreier Linien bezeichnen, so findet man, dass jene Gleichung, nachdem man in dieselbe die Abschnitte der drei Projectionslinien für $R3$, $-\frac{2}{3}R3$, $-4R\frac{2}{3}$ auf einer Axe a und der auf letzterer normalen Axe b eingesetzt hat — nicht auf 0 gebracht wird; dass also jene drei Linien nicht durch einen Zonenpunkt gehen. Es leuchtet das Gesagte schon ein, ohne dass es nöthig wäre die Rechnung auszuführen, lediglich durch Erwägung der Vorzeichen.

Das neue Skalenoëder $\frac{1}{3}R\frac{1}{3}$ gehört in die Endkantenzone des Hauptrhomböeders und stumpft die Combinationsecken desselben mit dem ersteren stumpferen ab. Es misst in den

längeren Endkanten	157° 53'
kürzeren Endkanten	140 40
Seitenkanten	124 45

Das Skalenoëder $\frac{1}{3}R\frac{1}{3}$ gehört zu einer Reihe ähnlich liegender Formen, von denen Zippe folgende aufführt:

$$\frac{7}{10}R\frac{2}{3}, \frac{2}{3}R\frac{1}{3}, \frac{1}{2}R\frac{2}{3}, \frac{1}{4}R\frac{5}{3}, \frac{1}{3}R2, \frac{1}{4}R3, \frac{1}{10}R7,$$

zwischen deren beide letzte Glieder sich die neue Form einreihet. Die eben bezeichnete Skalenoëder-Reihe ist so beschaffen, daß um so mehr zur Rechten eine Form geordnet ist, um desto weniger verschieden die Werthe ihrer zweierlei Endkanten sind. Wie die Gränzform dieser Skalenoëder zur Linken das Hauptrhomböeder, so ist die Gränzform zur Rechten das Dihexaëder $\frac{2}{3}P2 = (3a : \frac{2}{3}a : 3a : c)$, π Haüy's, dessen Endkanten gleich 151° 21' (s. Hesseberg, Miner. Not. No. 4, S. 6). Es ist kaum nöthig zu erwähnen, daß ein Skalenoëder, welchem die scheinbar einfachere Formel $\frac{1}{5}R4$ zukommen würde, gar nicht in jene Reihe und nicht in die Kantenzone des Hauptrhomböeders gehört. Annähernde Messungen des neuen Skalenoëders ergaben für die

längere Endkante	157° 45'
kürzere Endkante	140° 39'

Die vier zu $\frac{1}{5}R\frac{11}{3}$ zugehörigen Rhomböeder sind:

$$y = -\frac{6}{5}R, x = R, k = -\frac{4}{15}R, r = \frac{7}{15}R.$$

Das Skalenoëder $-\frac{1}{5}R3$ (b) fällt in die Kantenzone des Rhomböeders $-\frac{1}{5}R = (\frac{1}{4}a' : \frac{1}{4}a' : \alpha a : c)$, einer seltenen Form, welche Lévy in einer zierlichen Combination mit $-2R$, dem *Rh. inverse*, darstellt s. *Atl. pl. I, Fig. 11* ¹⁾ (*e'*, *e''*) und Zippe, Fig. 65.

1) Lévy's Fig. 12 trägt die Bezeichnung *e'*, *e''*, d. h. $-\frac{1}{5}R$, $-\frac{1}{5}R$. Im Text wird aber für diese Figur als *signe représentatif* angegeben *e'*, *e''* d. h. $-2R$, $-\frac{1}{5}R$. Welches Rhomböeder in der Fig. 12 als *e'* dargestellt werden sollte, ist nicht leicht zu sagen; für $-2R$, *Rhomb. inverse*, ist das gezeichnete Rhomböeder viel zu stumpf. Doch ist es wieder spitzer als das in Fig. 11 mit *e'* bezeichnete Rhomböeder $-\frac{1}{5}R$.

— $\frac{1}{3}R3$ (*b*) bildet Zuschärfungen der kürzeren Endkanten des Hauptskalenoëders. Es sind mehrere Skalenoëder bekannt, welche die gleiche Eigenschaft besitzen, außer unserer Form namentlich noch $-\frac{1}{3}R5$. *b* wird vollends dadurch bestimmt, und von jener ähnlich liegenden Form unterschieden, daß es in die Zone: $-\frac{1}{3}R$, $-2R2$, etc. $4R$ gehört, welche für die Krystalle des Oberen Sees sich bereits so wichtig erwiesen hat s. Fig. 9. Lévy zeichnet in den Figg. 144 und 154 das Skalenoëder *b* ($=d^{\frac{1}{2}} d^{\frac{1}{2}} b^{\frac{1}{2}}$) herrschend mit dem zweiten hexagonalen Prisma $\infty P2$ an zwei sehr ähnlichen Krystallen von Derbyshire. In den Zippe'schen Figg. 58, 88, 89 tritt es untergeordnet am Hauptskalenoëder auf. An den Krystallen unseres Fundorts ist *b* nur untergeordnet und selten. Die verhüllten Rhomboëder sind:

$$y = 4R, \quad x = -\frac{1}{3}R, \quad k = \frac{4}{3}R, \quad r = -\frac{8}{3}R.$$

Das Skalenoëder $\frac{7}{10}R\frac{9}{7}$ ist unter allen Formen aus der Kantenzone des Hauptrhomböders diejenige, welche in ihrer Lage der Fläche des Hauptrhomböders selbst am nächsten kommt. Ihre Combinationskante beträgt nämlich $174^{\circ}3'$. Diefes Skalenoëder wurde zuerst von Zippe beobachtet und abgebildet an einem Krystalle von Andreasberg s. Fig. 50, an welchem dasselbe als herrschende Form auftritt in der interessanten Combination mit $R3$, dem Hexagondodecaëde $9P$ (Mohs) $= 6P2$ (Naumann), δ und $\infty P2$.

Diefes Skalenoëder ist sehr gewöhnlich an den Krystallen vom Oberen See. Es ist wohl überhaupt nicht so selten als man nach den bisherigen fehlenden Angaben glauben sollte. Oft mag es als gewölbte oder kaum merkbar gebrochene Fläche des Hauptrhomböders erscheinen. Wie die Flächen aller Skalenoëder, welche die Endkante des Hauptrhomböders zuschärfen, so sind auch diejenigen von $\frac{7}{10}R\frac{9}{7}$ gestreift oder etwas gewölbt, genaue Messungen nicht gestattet. Annähernde Messungen ließen indess an der Richtigkeit der Bestimmung keinen Zweifel. Verhüllt liegen in demselben folgende Rhomboëder:

$$y = -\frac{1}{10}R, \quad x = R, \quad k = -\frac{1}{10}R, \quad r = \frac{4}{5}R.$$

Die neun aufgeführten Skalenoëder bestimmen demnach in

der oben angegebenen Weise neunundzwanzig verschiedene Rhomboëder, von denen indess kaum die Hälfte zu den wirklich am Kalkspath auftretenden Formen gehört. Von den nach zunehmender Hauptaxe geordneten Rhomboëdern sind die bisher beobachteten mit einem Asterisk versehen:

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{10}R, -\frac{4}{13}R, \frac{7}{13}R, \frac{2}{4}R, \frac{4}{8}R, R^*, -R^*, -\frac{2}{5}R^*, -\frac{1}{2}R^*, \\ & \frac{4}{3}R, -\frac{2}{5}R, -\frac{17}{16}R, 2R, -\frac{11}{4}R^*, -3R, -\frac{1}{5}R, \frac{1}{4}R^*, \\ & 4R^*, -4R^*, 5R, -5R^*, -\frac{1}{3}R, 7R^*, -8R^*, 10R, \\ & -11R^*, 12R, 13R^*, -14R^*. \end{aligned}$$

Die Kalkspathkrystalle vom Oberen See, seltene Vorkommnisse nach der Mittheilung des Hrn. Asmus, und selbst am Fundorte mit hohen Preisen bezahlt, sind keineswegs von gleichem Habitus, sogar auf demselben Handstücke finden sich zuweilen zweierlei verschieden gestaltete Bildungen. Die interessantesten und für jene Oertlichkeit typischen Ausbidungsweisen sind in den Figg. 7 bis 10 dargestellt. Träger der flächenreichen Combinationen ist entweder $R3$ (r) oder $R9$ (μ). Im letzteren Falle dehnen sich die Flächen $4R$ (m) und $-4R\frac{1}{3}$ aus, während sie, wenn $R3$ herrscht, mehr zurücktreten. Wenn $R9$ herrscht, so findet sich von negativen Skalenoëdern gewöhnlich aufer der Form $-4R\frac{2}{3}$ nur noch $-\frac{1}{2}R4$ (γ), welches stets vortreflich gebildete Flächen besitzt. Mit der gröfseren Ausdehnung der Flächen $R3$ treten an der kürzeren Endkante dieser Form noch andere negative Skalenoëder auf, namentlich $-2R2$ (x), dessen kürzere Endkanten durch $R3$ zugschärft werden. In diesen zahlreichen Flächen, welche an der kürzeren schärferen Endkante von $R3$ erscheinen, liegt das hervorstechende Kennzeichen der Krystalle vom Oberen See, worin sie gewifs von denjenigen keines anderen Fundorts erreicht werden. Die meist stumpf erscheinende Endkrystallisation wird gebildet durch das Hauptrhomböeder und das erste stumpfere, sowie durch Skalenoëder, welche die Combinationenkanten jener beiden Rhomböeder abstumpfen, namentlich $\frac{7}{10}R\frac{2}{7}$ und $\frac{1}{5}R\frac{11}{3}$. Die Flächen R fehlen nicht selten und werden durch die Flächen $\frac{7}{10}R\frac{2}{7}$ ersetzt, welche über den Spaltungsebenen die stumpfe Kante von $172^\circ 30'$

bilden, und deshalb leicht für bloß gebrochene Flächen R gehalten werden können. Die Krystalle sind zuweilen in der Richtung der Hauptaxe sehr verkürzt und stecken wie eingeklemmt zwischen den Klüften des kalk- und serpentinreichen Melaphyrs.

Die vierkantige Combinationsecke, welche die Skalenoëder $-\frac{1}{2}R4$ (γ) und $-2R2$ (x) bilden, wird zuweilen höchst zierlich abgestumpft durch $-2R$ (f). (In der betreffenden Fig. 9 ist f nur einmal gezeichnet mit Rücksicht auf die allzugroße Häufung der verkürzten Flächen.) Die Fläche f erscheint in dieser Combination als ein symmetrisches Trapezoid. Es liegt die Frage nahe, ob ein Rhomboëder möglich, dessen Flächen an jenem Eck als ein Rhombus erscheinen, und welche Formel demselben zukommen würde. Das gesuchte Rhomboëder würde einen complicirten, irrationalen Axenschnitt erhalten ($0,411777 \dots a' : 0,411777 \dots a' : \infty a : c$); und sehr wenig spitzer seyn als ein Rhomboëder $-\frac{1}{2}R$; $\frac{1}{13} = 0,41666 \dots$

Von dem Typus, welchen die Fig. 9 darstellt, liegen mir sieben Krystalle vor. Obgleich dieselben einfach sind, so ist in allen eine höchst schmale Zwillingslamelle eingeschaltet, welche die Krystalle genau in der Mitte durchsetzend, über $4R$ (m) und die Mitte der Flächen $xP2$ (u) fortläuft. An einem großen Krystall vom Typus der Fig. 8 sind die Flächen $R3$, R , $-\frac{1}{2}R$ durchaus matt, während die Flächen $-2R$, sowie die anderen an der scharfen Endkante des Skalenoëders $R3$ auftretenden Formen glatt und glänzend gebildete Flächen zeigen. Mit der in Fig. 8 wiedergegebenen Ausbildungsweise hat die meiste Aehnlichkeit ein von Lévy *Atl. pl. X, Fig. 157* gezeichneter Krystall von Derbyshire, dessen Flächenbestimmung indess bei Lévy nicht ganz richtig. Zippe reproducirt Taf. VII, Fig. 89 jenen Krystall, indem er die Flächenbezeichnung verificirt. Die Krystalle vom Oberen See und aus Derbyshire haben demnach gemeinsam $R3$, R , $-\frac{1}{2}R$, $-\frac{1}{2}R3$; statt $-\frac{1}{2}R4$, $-2R2$, und $-\frac{1}{2}R$ unseres Krystalls besitzt der Derbyshirer $-\frac{1}{2}R3$, $-2R3$ und $-R$. Des Cloizeaux bildet in dem zu seinem *Traité de Minéralogie* gehörigen Atlas pl. XLV, Fig. 270

das Fragment eines unserer Fig. 8 sehr ähnlichen Kalkspathkrystalls vom Oberen See ab. Leider ist der zweite Band des genannten Werkes, welchem in Deutschland mit Recht die größte Anerkennung gezollt wird, noch nicht erschienen, und so fehlt auch der Text zu jener Krystallfigur. Mit den complicirten Formen, welche Fig. 9 darstellt, finden sich auf denselben Handstücken vereinigt kleine einfachere Krystalle, deren Ausbildung Fig. 10 wiedergibt. Doch auch diesen fehlen die für unseren Fundort charakteristischen Skalenoöder $-\frac{1}{2}R4$ und $-4R\frac{5}{3}$ nicht.

Das Ansehen der Fig. 7 besitzen mehrere Krystalle aus der Krantz'schen Sammlung. Dieselben sind dadurch ausgezeichnet, dafs an ihnen die sehr spitzen Skalenoöder $R9$ und $-4R\frac{5}{3}$ nebst dem Rhomboöder $4R$ herrschen, und sie nichts destoweniger schnell und stumpf endigen durch $-\frac{1}{2}R4$, R , $-\frac{1}{2}R$. Die Combinationskante zwischen R und $-\frac{1}{2}R$ ist auch hier meist, und zuweilen mehrfach, abgestumpft durch die Skalenoöder $\frac{1}{5}R\frac{11}{3}$ und $\frac{7}{10}R\frac{9}{7}$, welche indefs, um die Zeichnung nicht zu überladen, weggelassen wurden. An diesen Krystallen mit vortrefflich gebildeten Flächen $-4R\frac{5}{3}$ wurde es möglich, diese Form sicher zu bestimmen. Gewisse Krystalle erhalten dadurch ein abweichendes Aussehen, dafs als Träger $-\frac{1}{2}R4$ (γ) erscheint, untergeordnet R (mit sehr glänzenden ebenen Flächen) $-\frac{1}{2}R$, $-2R$, $\frac{1}{5}R\frac{11}{3}$, $R3$ und schliesslich das sehr seltene spitze Rhomboöder $-8R$, letzteres nur an einem Krystall bemerkt ¹⁾. Unter den mir zur Untersuchung übergebenen Kalkspathkrystallen vom Oberen See befand sich ein etwa einen viertel Zoll großes Exemplar umschlossen von einem herrschenden negativen Skalenoöder nebst der Basis OR , und den glänzenden Flächen des Hauptrhomboeders, welche als spitze gleichschenklige Dreiecke auf die kürzeren Endkanten des Skalenoeders aufgesetzt sind. Die beiderlei Endkanten des Skalenoeders liefsen sich recht genau mit Hülfe des Goniometers mit einem Fernrohre ermitteln

1) Dieses letzteren Umstandes halber ist $-8R$ in der Tabelle S. 389 nicht aufgeführt.

= 147° 28' und 112° 38'.

Aus diesen Kantenwinkeln folgt die Neigung der längeren Endkante zur Verticalaxe = 33° 19½', der kürzeren = 39° 20'. Seltsamer Weise läßt sich aus diesen Elementen kein irgend befriedigender Ausdruck für das Skalenoëder berechnen. Nehmen wir nämlich als Einheit der Zwischenaxe b die tang. 63° 45' (Neigung der Endkante des Hauptrhomböders zur Axe c) so ist tang. 33° 20' = $\frac{1}{3}\frac{2}{7}b$ und tang. 39° 33½ = $\frac{1}{4}\frac{1}{7}b$. Abgesehen davon, daß diese beiden Axenschnitte b schon einen sehr complicirten Ausdruck für das Skalenoëder ergeben würden, ist die Differenz des letzteren Neigungswinkels 39° 33½ von dem aus den gemessenen Endkanten folgenden zu bedeutend, als daß diese Annahme gestattet wäre.

Die Kalkspathkrystalle der weltberühmten Kupfergruben des Oberen Sees werden nicht nur durch ihre zuweilen wunderbare Schönheit eine Zierde der Sammlungen seyn, sondern auch durch die eigenthümlichen Combinationen zum Theil neuer Flächen die Krystallographen zu einem eingehenden Studium reizen, zu welchem ich durch vorstehende Mittheilung angeregt zu haben hoffe.

(Schluß im nächsten Hef.)

III. *Ueber die chemische Intensität des gesammten Tageslichtes zu Kew und Pará;* von *H. E. Roscoe.*

(Gelesen in der *Roy. Society* und mitgetheilt vom Hrn. Verfasser.)

Erster Theil. Beobachtungen in Kew.

In einer früheren Mittheilung¹⁾ beschrieb ich eine einfache Methode, um die chemische Intensität des gesammten Tageslichtes durch Beobachtung photographischer Schwärzungen genau zu messen und dadurch meteorologische Lichtmessungen in allgemein vergleichbarem Maasse auszuführen.

1) *Diese Ann.* Bd. 124, S. 353.

Durch die Güte des Hrn. Dr. Balfour Stewart wurde mir die Gelegenheit geboten, eine Reihe solcher Messungen im Laufe der zwei letzten Jahre im Observatorium zu Kew durch Hrn. J. V. Baker ausführen zu lassen. Durch dieselben wurde bewiesen, dass diese Methode practisch ausführbar ist und man mit derselben leicht eine ununterbrochene Reihe solcher Bestimmungen für längere Zeit durchführen kann. Jeden Tag wurden nur drei verschiedene Beobachtungen gemacht; mehr erlaubten nicht die regelmäßigen Arbeiten des Observatoriums. Die erhaltenen Resultate sind daher weit entfernt die stündlichen Schwankungen der chemischen Intensität zu zeigen; die Integrale für die tägliche Intensität stellen nur annähernd die Veränderungen dar, welche von Tag zu Tag stattfinden; dagegen aber geben sie, von denen jede aus einer grösseren Reihe von täglichen Messungen abgeleitet worden ist, mit grosser Genauigkeit das Steigen und Fallen der chemischen Intensität während des Wechsels der Jahreszeiten an, und sie gestatten aus dieser ersten Reihe von derartigen Beobachtungen die mittlere, monatliche und jährliche Intensität von Kew zu bestimmen.

Die Beobachtungsstunden waren 9 Uhr 30', 2 Uhr 30' und 4 Uhr 30'; es sind dies dieselben Zeiten, wo die andern meteorologischen Instrumente des Observatoriums beobachtet werden. Zu gleicher Zeit wurden die Temperatur des trocknen und feuchten Thermometers und der Luftdruck aufgezeichnet, auch die Wolkenmenge angegeben, so wie, ob die Sonne überwölkt war oder nicht. Die Beobachtungen, welche im Juli 1866 ausgeführt wurden, sind hier als Beispiel gegeben, da dieselben zeigen, welche grosse Veränderungen der chemischen Intensität durch den Wechsel von Wolken und Sonnenschein hervorgebracht werden.

Tafel I.

1866 Juli	Zeit	Chemische Intensität	Sonnenscheibe	Thermometer		Barometer h. 0°	
				Wolken- menge	trocken		feucht
2	9h 30m	Regen		—	—	—	
»	2 30	0,270	Leichte Wolken	8	63,7	54,9	29,267
3	9 45	0,385	Ueberwölkt	9	57,1	51,1	384
»	2 40	0,385	do.	9	59,8	54,6	374
»	4 50	0,227	Leichte Wolken	4	58,6	54,5	338
4	9 50	0,430	Ueberwölkt	10	56,8	53,8	457
»	2 45	0,190	do.	9	63,5	55,7	477
»	4 30	0,126	do.	9	60,7	55,7	499
5	9 40	0,320	do.	6	60,8	53,2	481
»	3 0	0,355	Unbewölkt	5	60,1	56,4	513
»	5 0	0,180	Ueberwölkt	5	59,7	52,9	524
6	9 30	Regen		—	—	—	
»	4 30	0,187	Leichte Wolken	4	60,3	53,7	665
7	9 45	0,122	Ueberwölkt	8	57,0	50,1	961
»	2 0	0,143	Unbewölkt	5	63,8	53,7	30,013
9	9 40	0,142	Ueberwölkt	10	63,6	59,9	179
»	2 30	0,315	Sehr leichte Wolken	5	72,3	65,2	179
»	4 30	0,160	do.	6	73,8	66,0	133
10	9 30	0,390	Unbewölkt	0	71,3	64,7	295
11	2 40	0,165	Nebelschleier	0	74,8	66,0	265
»	4 30	0,062	Ueberwölkt	9	75,5	66,0	249
12	9 40	0,560	Schwacher Nebel- schleier	0	75,7	67,5	204
»	2 40	0,630	Unbewölkt	4	81,1	69,2	151
»	5 0	0,237	do.	1	82,2	69,5	129
13	9 40	0,640	do.	0	78,3	70,5	057
»	4 50	0,280	do.	5	79,8	66,5	055
14	9 30	0,380	Nebelschleier	4	69,2	63,3	141
»	2 0	0,550	Unbewölkt	4	80,6	69,6	125
16	2 50	0,177	Ueberwölkt	5	71,8	62,0	044
17	9 40	0,107	do.	10	65,9	58,5	050
»	2 40	0,185	do.	9	68,1	59,6	012
»	4 30	0,156	do.	10	65,9	58,5	29,997
18	9 50	0,305	Leichte Wolken	4	62,4	55,3	996
»	2 40	0,197	Unbewölkt	3	68,1	56,8	952
»	4 30	0,177	do.	3	68,6	57,4	936
19	8 0	0,185	Ueberwölkt	8	65,6	59,0	886
20	9 40	0,257	do.	9	57,8	60,6	30,058
»	2 30	0,355	Unbewölkt	4	65,7	58,3	054
»	4 30	0,203	do.	1	68,7	58,3	036
21	9 40	0,177	Unbewölkt, sehr dünn Nebel	0	64,2	58,2	095
»	2 0	0,345	Unbewölkt	1	75,5	61,2	051
23	9 30	0,217	Ueberwölkt	10	56,0	52,3	042
»	2 40	0,280	Unbewölkt	1	65,4	56,7	29,985
»	4 30	0,237	do.	1	65,7	56,9	986

1866 Juli	Zeit	Chemische Intensität	Intensität	Wolken- menge	Thermometer		Baro- meter C. 0°
					trocken	feucht	
24	9h 30m	0,247	Ueberwölkt	10	57,8	54,1	30,037
"	4 30	0,089	do.	9	61,7	53,9	056
25	9 40	0,140	do.	9	58,4	53,0	204
"	2 40	0,187	do.	10	62,6	55,9	212
"	4 30	0,064	do.	10	61,5	55,7	217
26	2 30	0,177	do.	10	66,6	58,5	083
"	4 30	0,063	do.	10	64,6	57,5	063
27	9 50	0,063	do.	10	61,4	59,7	29 823
"	2 45	0,092	do.	10	63,2	59,8	754
"	4 40	0,088	do.	10	64,8	60,8	719
28	9 30	0,193	do.	8	65,2	59,7	654
"	1 40	0,112	do. leichter Regen	10	64,8	61,1	645
30	—	Regen	—	—	—	—	—
31	—	Regen	—	—	—	—	—

Die Integrale der mittleren täglichen chemischen Intensität, welche aus den Zahlen der dritten Columnne auf die in den früheren Abhandlungen beschriebene Weise abgeleitet wurden, sind in der folgenden Tabelle enthalten.

Mittlere tägliche chemische Intensität.

(Die Intensität 1,0, welche während 24 Stunden wirkte = 1000.)			
Juli 3 1866	138,1	Juli 18 1866	119,4
" 4 "	125,1	" 20 "	119,5
" 5 "	140,7	" 23 "	106,6
" 9 "	91,6	" 25 "	67,6
" 12 "	229,0	" 27 "	85,8
" 17 "	60,6		

Mittel für den Monat = 112,2.

An den hier nicht angeführten Tagen wurden nicht eine genügende Anzahl von Beobachtungen gemacht, um die mittlere Intensität zu bestimmen.

Auf dieselbe Weise wurde für jeden Tag vom 1. April 1865 bis zum 1. April 1867, an welchem eine hinlängliche Zahl von Beobachtungen gemacht wurde, die mittlere chemische Intensität bestimmt. Die so erhaltenen Zahlen sind in folgender Tafel enthalten:

Tafel II.

Mittlere tägliche chemische Intensität in Kew 1865—1866.

(Intensität 1,0 während 24 Stunden wirksam = 1000.)

Datum	Intensität	Datum	Intensität	Datum	Intensität
1865		1865		1865	
April 1	69,2	Juni 13	135,5	Sept. 14	129,8
— 3	41,0	— 14	96,2	— 15	165,7
— 4	85,9	— 15	68,0	— 18	113,4
— 5	28,6	— 19	89,7	— 19	75,4
— 6	66,0	— 20	61,5	— 20	102,2
— 7	42,9	— 21	98,7	— 22	97,9
— 8	96,7	— 22	53,8	— 25	50,7
— 10	158,2	— 23	128,1	— 28	64,2
— 11	78,1	— 26	16,7	— 29	24,9
— 12	50,5	— 27	79,5	Oct. 2	44,0
— 13	86,8	— 28	87,2	— 3	34,3
— 15	36,3	— 29	15,2	— 4	12,9
— 18	110,9	Juli 3	179,5	— 5	44,5
— 20	73,6	— 4	120,5	— 6	39,8
— 21	125,3	— 5	73,1	— 10	38,9
— 24	82,4	— 6	103,9	— 11	29,5
— 25	87,9	— 7	132,0	— 12	37,9
— 26	89,0	— 10	110,3	— 13	19,4
— 27	106,6	— 11	133,3	— 16	18,5
Mai 1	54,9	— 14	124,7	— 17	25,9
— 2	91,6	— 19	103,9	— 20	24,0
— 3	84,0	— 20	110,4	— 25	26,8
— 4	59,1	— 21	64,9	Nov. 3	14,8
— 5	61,6	— 24	26,0	— 4	16,6
— 8	68,8	— 28	90,9	— 6	12,0
— 9	115,9	Aug. 1	46,7	— 7	9,2
— 12	105,7	— 4	74,0	— 8	12,0
— 15	40,1	— 8	100,0	— 9	15,7
— 16	99,4	— 14	88,1	— 10	16,7
— 17	60,6	— 17	100,0	— 11	17,6
— 18	129,8	— 18	74,0	— 13	12,9
— 19	109,1	— 21	137,6	— 15	13,9
— 22	220,8	— 22	114,3	— 23	12,9
— 24	122,1	— 24	101,3	— 24	12,9
— 26	160,0	— 25	62,3	— 27	13,9
— 29	115,5	— 28	44,3	— 30	6,5
— 30	100,0	— 29	85,7	Dec. 1	2,8
— 31	64,6	— 30	80,3	— 2	8,3
Juni 1	53,1	— 31	70,1	— 4	9,2
— 2	38,0	Sept. 1	88,1	— 8	5,6
— 6	76,0	— 6	195,5	— 11	4,6
— 7	177,0	— 7	244,2	— 12	8,3
— 8	64,6	— 8	189,5	— 13	6,5
— 9	144,5	— 11	64,2	— 14	12,0
— 12	108,7	— 12	118,4	— 16	6,4

Tafel II. (Fortsetzung.)

Datum	Intensität	Datum	Intensität	Datum	Intensität
1865		1866		1866	
Dec. 18	2,8	März 15	37,2	Juni 5	52,1
— 20	9,2	— 16	37,4	— 7	114,1
— 21	12,0	— 19	9,8	— 9	86,5
— 22	5,6	— 20	13,2	— 13	33,1
— 28	9,3	— 23	55,9	— 14	94,6
1866		— 26	42,4	— 15	48,0
Jan. 1	19,7	— 27	18,2	— 16	79,3
— 2	15,2	— 28	26,5	— 19	46,7
— 3	14,2	— 29	32,0	— 20	106,4
— 5	9,3	April 3	24,9	— 21	90,6
— 6	11,3	— 5	24,9	— 22	111,6
— 9	22,1	— 6	28,6	— 25	47,5
— 10	7,9	— 7	7,7	— 26	100,2
— 12	17,2	— 9	5,9	— 27	99,5
— 15	22,1	— 10	38,5	— 28	127,6
— 20	20,1	— 11	25,4	— 29	104,0
— 23	22,6	— 12	60,7	Juli 3	138,1
— 24	19,2	— 13	52,2	— 4	125,1
— 25	13,2	— 14	38,5	— 5	140,7
— 26	9,8	— 17	67,4	— 7	91,6
— 27	8,8	— 18	39,8	— 12	229,0
— 29	23,6	— 19	75,2	— 17	60,6
— 30	16,2	— 20	38,9	— 18	119,4
Febr. 1	16,7	— 21	109,7	— 20	119,5
— 5	20,4	— 22	80,4	— 23	106,6
— 6	25,0	— 24	83,6	— 25	67,7
— 8	37,5	— 25	78,7	— 27	35,8
— 9	20,0	— 26	39,1	Aug. 5	71,6
— 10	24,0	— 27	105,3	— 13	81,0
— 12	19,7	— 30	27,3	— 21	92,0
— 13	26,4	Mai 2	48,0	— 23	69,0
— 15	20,0	— 3	47,3	— 27	118,1
— 17	13,7	— 4	80,9	— 31	143,7
— 19	29,5	— 8	94,5	Sept. 3	215,0
— 20	24,0	— 9	56,9	— 10	88,5
— 21	21,3	— 14	60,7	— 13	69,5
— 23	25,4	— 15	61,9	— 20	45,1
— 24	36,1	— 17	76,1	— 27	90,3
— 28	28,9	— 18	75,6	— 28	93,8
März 2	43,8	— 22	63,8	Oct. 1	65,9
— 3	34,4	— 23	98,0	— 2	35,4
— 5	31,0	— 28	89,8	— 3	80,1
— 7	31,0	— 29	86,9	— 5	35,8
— 8	23,1	— 30	60,7	— 16	23,9
— 9	24,1	— 31	49,8	— 17	27,0
— 10	19,8	Juni 1	66,1	— 23	19,5
— 13	30,5	— 2	134,5	— 24	34,5
— 14	41,3	— 4	93,8	Nov. 14	20,8

Tafel II. (Fortsetzung.)

Datum	Intensität	Datum	Intensität	Datum	Intensität
1866		1867		1867	
Nov. 20	13,7	Jan. 16	13,9	Febr. 15	26,7
— 21	19,5	— 17	12,4	— 19	18,6
— 23	16,6	— 22	7,6	— 20	28,0
— 24	16,6	— 23	4,8	— 25	28,6
— 28	19,5	— 24	5,7	März 4	13,3
— 29	19,5	— 25	1,6	— 5	20,0
— 30	15,6	— 29	12,4	— 6	20,0
Dec. 1	9,0	Febr. 1	8,6	— 8	6,2
— 8	20,1	— 2	12,8	— 15	29,5
— 10	14,1	— 5	19,0	— 20	36,2
— 13	7,8	— 6	12,4	— 21	23,8
— 14	19,5	— 7	21,9	— 26	42,8
— 18	8,8	— 8	8,6	— 28	50,9
— 19	18,5	— 11	13,3		
— 20	9,6	— 12	10,5		
— 27	18,2	— 13	16,7		
— 31	14,6	— 14	18,6		

Als erstes Resultat dieser Beobachtungen ergibt sich, daß die mittlere chemische Intensität constant ist für Zeiten, welche gleich weit von einander sind, d. h. für gleiche Höhen der Sonne sind die chemischen Intensitäten gleich.

So ist z. B. das Mittel aus allen Beobachtungen, (an der Zahl 207), welche in 1865 um 9 Uhr 34 M. des Morgens ausgeführt wurden, gleich 153, und das der Nachmittagsbeobachtungen, welche (zusammen 197) um 2 Uhr 27 M. gemacht wurden, gleich 159.

Im Jahre 1866 ist das Mittel von 283 Beobachtungen am Vormittage um 9 Uhr 49 M. = 119 und das der um 2 Uhr 29 M. ausgeführten = 116. Die 62 Morgenbeobachtungen von 1867 (um 9 Uhr 50 M.) geben das Mittel 0,044 und die 58 vom Nachmittage (um 2 Uhr 26 M.) geben 0,047.

Mittel von 552 Morgenbeobachtungen in 1865, 1866, 1867 um 2 Uhr 27 M. = 0,105

Mittel von 529 Nachmittagsbeobachtungen in 1865, 1866 1867 um 2 Uhr 27 M. = 0,107.

Wir können hieraus mit Sicherheit den Schluss ziehen, daß wenn der störende Einfluss der Wolken usw. ausge-

hlossen würde, das Maximum der täglichen chemischen Intensität nicht, wie die Temperatur, erst nach 12 Uhr den höchsten Stand erreichte.

Um einen Ausdruck zu finden, welcher die Beziehung zwischen der Höhe der Sonne und der chemischen Intensität darstellt, müßte erst eine viel größere Zahl von Beobachtungen, als die vorhergehenden, gemacht werden, und zwar müßten dieselben bei sehr verschiedenem Stande der Sonne, entweder an demselben Tage, oder an aufeinanderfolgenden Tagen ausgeführt werden.

Eine solche Beobachtungsreihe wurde in Heidelberg an einem wolkenlosen Tage gemacht.

Die Beziehung zwischen Sonnenhöhe und chemischer Intensität, welche sich bei diesen Beobachtungen ergeben hat, ist in Fig. 1 A Taf. V graphisch dargestellt und dieselbe erweist sich als eine gerade Linie; die Abscissen geben die Sonnenhöhe und die Ordinaten die entsprechende chemische Intensität.

Die Formel:

$$CJ_a = CJ_0 + \text{Constante} \times a$$

bezeichnet diese Beziehung wieder, wenn CJ_a die chemische Intensität bei irgend einer Sonnenhöhe a und CJ_0 die chemische Intensität bei der Höhe 0 ist, überdies die Constante eine Zahl bedeutet, welche aus den Beobachtungen berechnet werden muß. Dafs die Formel diese Beziehung für die Heidelberger Beobachtungen gut wieder giebt, zeigt sich aus der vollkommenen Uebereinstimmung zwischen den beobachteten und den berechneten Intensitäten

Höhe	Chemische Intensität	
	beobachtet	berechnet nach der Formel
7° 15'	0,050	0,050
24 43	0,200	0,196
34 34	0,306	0,276
53 37	0,437	0,436
62 30	0,518	0,506

Eine ähnliche Reihe von Beobachtungen, welche in Pará

gemacht wurden (siehe Seite 418 dieser Abhandlung) unter einen tropischen Himmel und während der Regenzeit ergibt, daß eine ähnliche Beziehung stattfindet zwischen chemischer Intensität und Sonnenhöhe, selbst wenn der Himmel bewölkt ist.

Anzahl der Versuche	Mittlere Sonnenhöhe	Chemische Intensität	
		beobachtet	berechnet nach der Formel
22	73° 40'	0,964	0,959
11	60 40	0,769	0,800
11	49 28	0,665	0,666
10	22 58	0,344	0,338

Diese Beziehung ist in Fig. 1 B, Taf. V graphisch dargestellt.

Nehmen wir nun an, was wohl statthaft ist, daß dieselbe Beziehung zwischen chemischer Intensität und Sonnenhöhe ebenso in den Beobachtungen von Kew gültig ist, als in denen von Heidelberg und Pará, so können wir den Werth für die chemische Intensität am Mittage aus den Beobachtungen von 2 Uhr 30 M. und 4 Uhr 30 M. Nachmittags berechnen. Die berechneten Werthe der monatlich mittleren Intensitäten um 9 Uhr 30 M. Morgens, 2 Uhr 30 M. und 4 Uhr 30 M. Nachmittags von April 1865 bis April 1867 sind in der folgenden Tabelle aufgeführt und die Werthe für die Intensitäten um 12 Uhr mittelst der oben gegebenen Formel berechnet:

Tafel III.

Monat	Stunde	Mittlere Intensität	Monat	Stunde	Mittlere Intensität
1865 April	h m		1865 Juni	h m	
	9 30	0,195		9 33	0,192
	12 0	0,297		12 0	0,313
	2 25	0,215		2 26	0,223
	4 38	0,112	4 39	0,116	
Mai	9 30	0,211	Juli	9 35	0,218
	12 0	0,356		12 0	0,383
	2 21	0,240		2 20	0,214
	4 30	0,115		4 30	0,129

Monat	Stunde	Mittlere Intensität	Monat	Stunde	Mädere Intensität
1865	h m		1866	h m	
August	9 39	0,177	Juni	9 43	0,205
	12 0	0,254		12 0	0,248
	2 28	0,187		2 33	0,183
	4 44	0,104		4 43	0,106
September	9 39	0,234	Juli	9 38	0,229
	12 0	0,397		12 0	0,330
	2 38	0,271		2 32	0,238
	4 35	0,106		4 39	0,141
October	9 31	0,066	August	9 34	0,194
	12 0	0,063		12 0	0,280
	2 32	0,042		2 30	0,210
	4 29	0,013		4 42	0,115
November	9 37	0,046	September	9 45	0,172
	12 0			12 0	0,286
	2 29	0,025		2 32	0,187
December	9 33	0,029		4 38	0,058
	12 0		October	9 41	0,085
	2 26	0,020		12 0	0,088
1866				2 30	0,059
Januar	9 34	0,038		4 34	0,019
	12 0		November	9 37	0,042
	2 26	0,047		12 0	0,057
Februar	9 39	0,051		2 27	0,035
	12 0	0,094		4 21	0,002
	2 26	0,065	December	9 43	0,028
	4 31	0,021		12 0	
März	9 35	0,081		2 32	0,016
	12 0	0,101	1867		
	2 30	0,075	Januar	9 50	0,033
	4 31	0,041		12 0	
April	9 37	0,129		2 31	0,019
	12 0	0,163	Februar	9 46	0,042
	2 31	0,116		12 0	0,080
	4 43	0,057		2 27	0,053
Mai	9 37	0,167		4 30	0,012
	12 0	0,259	März	9 53	0,057
	2 28	0,164		12 0	0,099
	4 48	0,067		2 21	0,071
				4 36	0,032

Die Beziehungen zwischen Sonnenhöhe und den mittleren monatlichen Intensitäten sind in Fig. 2, Taf. V für 1865 und in Fig. 3 Taf. VI für 1866 graphisch dargestellt. Die Ordinaten geben die Intensität und die Abscissen die entsprechende Sonnenhöhe an.

Aus dem Wechsel in der Richtung der geraden Linien folgt, dafs für jeden Monat die Constante der Formel einen verschiedenen Werth hat; dieselbe ist in der That gegeben durch den Grad der atmosphärischen Opalescenz, die Wolkenmenge und die verschiedenen anderen Factoren, welche neben der Sonnenhöhe die chemische Intensität beeinflussen.

Dafs die einfache Beziehung, welche stattfindet, wenn die Sonne eine gewisse Höhe erreicht hat, nicht eintritt, wenn die Sonne noch sehr tief steht, ergibt sich aus den oben erwähnten Linien. Steht die Sonne nur wenige Grade über dem Horizont, so kommen die störenden Einflüsse der Opalescenz ins Spiel und die Werthe für den weiteren und noch unbestimmten Ausdruck werden so grofs, dafs sie das Resultat ungenau machen. Nur in den Heidelberger Beobachtungen geben auch die ersten Versuche die Beziehung schon für eine Sonnenhöhe von S^0 wieder und die Erklärung für diese Thatsache liegt darin, dafs die Beobachtungen 1900 Fufs über dem Meeresspiegel ausgeführt wurden, in einer Erhebung also, welche grösstentheils über den dichteren Schichten der Atmosphäre liegt, wo die Erscheinungen der Opalescenz am stärksten hervortreten.

Die Curven der Fig. 4, Taf. VI zeigen das Steigen und Fallen der monatlichen chemischen Intensität, sowie die Tagesstunden für die Monate Januar, Februar und März 1867; die der Fig. 5 Taf. VI geben dieselben für die letzten sechs Monate von 1865. Fig. 6 und 7, Taf. VI geben dieselben für die zwölf Monate von 1866.

Die mittleren monatlichen Integrale der chemischen Intensität für jeden Monat von April 1865 bis April 1867, wie sich dieselben aus diesen Curven ergeben, sind in der ersten Columnne der folgenden Tafel enthalten. Die zweite

Columnne enthält eine Annäherung an diese Integrale, welche dadurch erhalten wurde, daß der Durchschnitt der täglichen Mittel, welche in Tabelle II (Seite 408) enthalten sind, genommen wurde. Die dritte Columnne enthält den Durchschnittswerth der Luftfeuchtigkeit für den Monat; die Zahlen bedeuten Grane pro Cubikfuß; die vierte giebt die relative Feuchtigkeit des Monats, die fünfte die Durchschnittswerthe für die Wolkenmenge während der Beobachtungszeit, und die sechste die Beziehung zwischen der Zahl der Beobachtung, während welcher die Sonne von Wolken bedeckt war, und denen, welche bei Sonnenschein ausgeführt wurden.

Tabelle IV.

Datum	Chemische Intensität		Feuchtigkeit		Wolken	
	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
1865						Ueberwölkt = 1
April	97,8	77,1	3,32	0,71	4,1	1,9
Mai	117,8	98,6	3,63	0,72	6,3	0,5
Juni	82,3	83,9	4,23	0,73	4,5	1,6
Juli	114,4	105,6	4,82	0,74	6,0	1
August	88,9	84,2	4,50	0,78	6,9	0,6
September	107,8	114,6	4,81	0,72	2,4	3,6
October	23,4	30,4	3,68	0,83	4,0	1,9
November	17,8	13,2	3,12	0,85	6,7	0,5
December		8,0	2,98	0,88	7,5	0,3
1866						
Januar	15,0	15,9	2,82	0,85	6,0	0,5
Februar	24,3	24,2	2,63	0,81	6,4	0,5
März	34,5	30,6	2,44	0,81	5,6	0,4
April	52,4	49,9	3,02	0,80	6,3	0,7
Mai	78,9	70,0	2,83	0,67	5,0	0,8
Juni	92,3	86,1	4,52	0,76	6,6	1
Juli	106,9	111,9	4,33	0,73	6,0	0,9
August	94,5	95,2	4,29	0,74	7,2	0,5
September	70,1	100,3	4,13	0,83	6,4	0,7
October	29,5	40,2	3,82	0,88	6,3	0,7
November	15,6	17,7	2,96	0,83	5,3	0,9
December		14,0	3,09	0,88	6,9	0,4
1867						
Januar	13,9	8,3		0,86	7,8	0,3
Februar	21,7	17,5	2,86	0,82	7,2	0,4
März	30,6	27,0	2,33	0,83	7,7	0,2

Die Curven, welche die mittlere tägliche Intensität darstellen und deren Veränderung von Stunde zu Stunde wiedergeben, sind symmetrisch; d. h. die chemische Wirkung ist dieselbe in Zeiten, welche gleichweit vom Mittage abliegen. Diese Beziehung findet aber nicht statt bei den Curven der jährlichen chemischen Intensität, wie sich dies deutlich ergibt, wenn wir eine Vergleichung anstellen zwischen den monatlichen Mittelwerthen für die zwei Monate März und April und denen von August und September.

Mittlere chemische Intensität			Mittlere chemische Intensität		
März	1867	30,5	März	1866	34,5
April	1865	97,8	April	1866	52,4
Sept.	1865	107,8	Sept.	1866	70,1
August	1865	88,9	August	1866	94,5

Für je 100 chemisch wirksame Strahlen, welche im März und April 1865, 1866, 1867 in Kew vorhanden sind, finden sich im September und August 1865 und 1866 167 Strahlen, während die mittlere Sonnenhöhe in beiden Fällen gleich ist.

Die Curve Fig. 8, Taf. VI zeigt den Wechsel in der chemischen Intensität in Kew für die zwei Jahre, welche mit dem ersten April 1867 enden. Die jährliche Integrale für die zwölf Monate Januar bis März 1867 und April bis December 1865 ist 55,1, während die für die zwölf Monate des Jahres 1866 54,7 ist.

Die entschiedenen Unterschiede zwischen den chemischen Intensitäten im Frühjahr und Herbst müssen durch entsprechende Unterschiede in der Wolkenmenge oder in der Durchsichtigkeit der Atmosphäre hervorgerufen seyn. Aus der Tabelle IV (Seite 415) ergibt sich, daß die mittlere Wolkenmenge im März 1867 und April 1865 gleich 5,9 war und im August und September 1865 gleich 4,7, während dieselbe im März und April 1866 gleich 5,9 und in den Herbstmonaten desselben Jahres gleich 6,8 war.

Vergleicht man die Anzahl der Beobachtungen, welche gemacht wurden, wenn die Sonne schien, mit der Zahl der, wenn sie von Wolken bedeckt war, so ergibt sich, daß

bei den 69 Beobachtungen, welche im April 1865 gemacht wurden, das Verhältniß zwischen Ueberwölkung und Sonnenschein 1 : 1,9 war, während im August und September bei 130 Beobachtungen dasselbe wie 1 : 2,1 war. In 1866 war bei 123 Beobachtungen im Frühjahr dieses Verhältniß so, daß auf eine Ueberwölkung 0,55 Sonnenschein kam und bei den 122 Herbstbeobachtungen fand genau dasselbe Verhältniß statt, nämlich auf eine Ueberwölkung 0,60 Sonnenschein. Es ergibt sich hieraus, daß der Einfluß der wechselnden Wolkenmenge durch die Anzahl der Beobachtungen eliminirt wurde, und daß der Unterschied in der chemischen Intensität nicht daher rühren kann, daß im Frühjahr eine größere Menge von Wolken vorhanden ist als im Herbst.

Als einzig zulässige Erklärung muß angenommen werden, daß die Durchsichtigkeit der Atmosphäre im Herbst größer ist als im Frühjahr. Für die sichtbaren Strahlen ist bekannt, daß die Durchsichtigkeit der Luft mit der Feuchtigkeitsmenge zunimmt und es ist nicht unwahrscheinlich, daß dasselbe auch für die chemisch wirksamen Strahlen stattfindet. Nun enthielt im März 1867 und April 1865 ein Cubikfuß Luft im Mittel 2,82 Grane Wasserdampf; im August und September dagegen 4,65 Grane. Im März und April 1866 betrug die Menge des Wasserdampfes 2,8 Grane und im August und September desselben Jahres 4,21 Grane.

Die Feuchtigkeitsmenge im Frühling verhält sich zu der im Herbst daher wie 1 zu 1,65 in 1865 und wie 1 zu 1,50 in 1866.

Ein anderer Factor, welcher die Durchsichtigkeit der Atmosphäre beeinflusst, darf nicht übersehen werden; die Luft enthält immer eine große Menge fein vertheilter fester Körperchen, welche darin herumschweben und die Erscheinung der atmosphärischen Opalescenz hervorrufen.

Im Frühjahr sind aber die Luftbewegungen, wie bekannt, heftiger als im Herbst; hiedurch muß im Frühjahr die Menge der in der Luft schwebenden Theilchen vermehrt werden, und dafür wird die chemische Lichtintensität schwächer seyn als im Herbst bei stillerer Luft.

Zweiter Theil: Beobachtungen in Para.

Unsere Kenntnisse sind noch sehr beschränkt in Hinsicht darauf, wie die chemisch wirksamen Strahlen auf der Erdoberfläche vertheilt sind, und Alles was wir über die Intensität der chemischen Strahlen in den Tropen wissen, beruht nur auf unzuverlässigen und oberflächlichen Angaben von Photographen. Nach denselben wird es um so schwieriger, gute photographische Bilder zu erhalten, je mehr man sich dem Aequator nähert, und um denselben Effect auf photographischen Platten zu erhalten, braucht man längere Zeit unter dem vollen Glanze einer tropischen Sonne, als in der nebeligen Atmosphäre Londons. Ferner wird angegeben, daß in Mexico bei sehr intensivem Licht 20 bis 30 Minuten erforderlich sind um photographische Schwärzungen zu erzielen, zu welchen in England nur eine Minute nöthig ist. Verschiedene Reisende, welche die Alterthümer von Yucatan aufnahmen, gaben den Gebrauch der photographischen Camera auf und griffen zum Bleistift und Skizzenbuch. Dr. Draper hat ebenfalls beobachtet, daß ähnliche Unterschiede zwischen dem Lichte in New York und Virginien stattfinden. Man hat deshalb die Annahme gemacht, daß die Licht- und Wärmestrahlen eine eigenthümliche verzögernde Einwirkung auf die mehr brechbaren chemischen Strahlen ausüben. Es war natürlich vom größten Interesse, die Intensität der chemisch wirksamen Strahlen in den Tropen direct zu bestimmen, um die Gültigkeit der obigen Angaben zu prüfen. Diese Untersuchung wurde von meinem Assistenten, Hrn. Thorpe, mit großer Sorgfalt und Geschicklichkeit zu Para am nördlichen Brasilien ausgeführt. Para liegt an einem der Seitenarme des Amazonenstromes unter $48^{\circ} 30'$ westl. Länge und $1^{\circ} 26'$ südlicher Breite. Die Versuche wurden am 4. April angefangen und am 26. April 1866 beendet. Die Station besaß einen freien Horizont.

Da bei Anfang der Versuche die Regenzeit schon begonnen hatte, so sind die Veränderungen in der chemischen Intensität nicht nur von Stunde zu Stunde, sondern von Minute zu Minute sehr plötzlich und merkwürdig, und es wurde

deshalb eine große Anzahl täglicher Beobachtungen nothwendig. Diese plötzlichen Beobachtungen zeigen sich sehr deutlich in den Curven Fig. 10, 13, 15 und 16 Taf. V, die den Wechsel der chemischen Intensität zu Pará am 13., 23., 25. und 26. April darstellen; die punktirten Linien unter diesen Curven stellen die entsprechende chemische Wirkung in Kew dar, und eine Vergleichung beider zeigt, welcher ein enormer Wechsel in der chemischen Intensität unter einer tropischen Sonne in der Regenzeit stattfindet. Regelmäßig am Nachmittag und manchmal auch an anderen Tagesstunden überzieht sich der Himmel mit schwarzen Gewitterwolken, welche, während sie den Regen in Form eines Wolkenbruches herabsenden, die chemische Wirkung der Sonne beinahe auf Null herabdrücken. Das Gewitter verzieht sich rasch und die chemische Intensität erhebt sich wieder schnell zu ihrem normalen Werthe. Wenn wir die täglichen mittleren Intensitäten derselben Tage von Pará und Kew vergleichen, so erhalten wir eine Idee von der chemischen Lichtwirkung in den Tropen, und es wird daraus klar, dass die angeführten misslungenen Versuche der Photographen keinesfalls einer Verminderung in der chemischen Intensität der Sonne zugeschrieben werden kann. Der Grund des Mislingens liegt entweder darin, dass die Platte zu lange dem Lichte ausgesetzt wurde oder wahrscheinlicher darin, dass ein beständiger Wechsel in der Dichtigkeit der zwischen der Platte und dem Objecte befindlichen Luftschichten die Hervorbringung eines deutlichen Bildes erschwerte.

Die Curven in Fig. 9 bis 16 Taf. V sind eine graphische Darstellung der Beziehung zwischen der chemischen Intensität in Kew und Pará am 12., 13., 19., 20., 23., 24., 25. und 26. April 1866; dieselben wurden als die vollständigsten aus der Beobachtungsreihe ausgewählt. Die Versuchszahlen für diese 8 Tage sind in den Tabellen am Ende dieser Abhandlung enthalten. Die folgenden Zahlen geben die täglichen, mittleren chemischen Intensitäten in Kew und Pará für 15 Tage im April 1866.

1866	Tägliche mittlere Intensität		Verhältnis
	Kew	Pará	
April 4	—	269,4	—
„ 6	28,6	242,0	8,46
„ 7	7,7	301,0	39,09
„ 9	5,9	326,4	55,25
„ 11	25,4	233,2	9,18
„ 12	55,8	203,1	3,66
„ 13	52,2	337,8	6,46
„ 14	38,5	265,3	6,89
„ 18	39,8	350,1	8,80
„ 19	75,2	352,3	4,68
„ 20	38,9	385,0	9,90
„ 23	80,4	350,1	4,35
„ 24	83,6	362,7	4,34
„ 25	73,7	307,8	4,17
„ 26	39,1	261,1	6,67
Mittel	46,06	303,2	

Hieraus folgt also, daß die chemische Wirkung des gesammten Tageslichtes im April 1866 in Pará 6,58mal größer war als in Kew.

Um eine Vorstellung zu bekommen über den Gang der täglichen chemischen Intensität unter dem Aequator bei klarem Himmel, wurden alle die Beobachtungen, welche, wenn die Sonne schien, ausgeführt wurden, zusammengestellt, und aus den so erhaltenen Mittelzahlen eine Curve construirt; dieselbe ist in Fig. 16 Taf. V dargestellt und zeigt eine regelmäßige Zunahme des Vormittags und Abnahme am Nachmittag; dieselbe ist symmetrisch und das Maximum fällt mit der Mittagsstunde zusammen. Die punktirte Linie ist die Curve der mittleren chemischen Intensität im April in Kew; das Verhältniß zwischen diesen zwei Intensitäten ist wie 6,6 : 1.

Die folgende Tabelle enthält die Zahlen aus denen die Parácurve abgeleitet wurde:

Mittlere Zeit	Anzahl der Versuche	Intensität
7 Uhr 3 M.	11	0,196
7 „ 54 „	11	0,389
9 „ 24 „	8	0,789
10 „ 1 „	19	0,871
11 „ 5 „	27	0,983
12 „ 1 „	21	1,028
12 „ 54 „	13	0,981
2 „ 5 „	17	0,820
2 „ 54 „	14	0,664
3 „ 57 „	7	0,406
4 „ 49 „	4	0,214

In einer späteren Mittheilung beabsichtigte ich die Beziehungen zwischen der chemischen Intensität des zerstreuten Sonnenlichtes in Kew, Pará und einer dritten Station zu besprechen.

Chemische Intensität des gesammten Tageslichtes in Pará.
April 12. 1866.

Sonnenzeit	Chemische Intensität	Zustand der Sonnenscheibe	Wolken	Thermometer		Barometer
				trocken	feucht	
h m						
9 30	0,348	Bewölkt trübe	9 — 10	28,1	25,7	764,4
9 45	Regen	—	—	—	—	—
9 55	0,731	Wolkig	9 — 10	28,4	26,4	—
10 0	Regen	—	—	—	—	—
10 25	0,947	Unbewölkt	8	29,4	28,3	—
10 35	Regen	—	—	—	—	—
10 55	Regen	—	—	—	—	—
11 2	0,971	Unbewölkt	7 — 8	29,4	27,3	—
11 30	1,019	—	7	31,1	27,2	—
11 55	1,019	Unbewölkt	5	30,1	25,9	764,2
1 14	0,968	—	6	27,8	26,1	—
2 20	—	Sehr starker Regen	—	—	—	763,0
2 45	0,744	—	10	27,8	26,6	—
3 0	0,190	Düster, Gewitter	10	26,6	25,0	—
3 13	Regen	—	—	—	—	—
4 30	—	Starker Regen	—	—	—	—

**Chemische Intensität des gesammten Tageslichtes in Pará.
April 13. 1866.**

Sonnenzeit	Chemische Intensität	Zustand der Sonnenscheibe	Wolken	Thermometer		Barometer
				trocken	feucht	
h m						
7 13	0,336	Unbewölkt	2	24,6	24,0	763,5
8 0	—	—	3	25,8	24,4	
9 30	0,851	—	3	29,1	25,9	
10 0	—	—	—	—	—	
10 20	—	—	—	—	—	765,0
10 45	0,565	Bewölkt	7 — 8	30,0	25,9	
11 10	0,570	—	—	30,0	26,1	
11 20	—	Regen	8	30,5	26,7	
11 35	1,079	Sonnenschein	—	31,4	27,6	
11 50	0,980	—	7 — 8	31,7	27,2	
12 10	0,665	Bewölkt	—	32,0	27,2	
12 37	0,474	—	—	30,9	27,2	
1 0	1,080	Sonnenschein	7	30,4	26,9	
1 10	—	Regen	8	—	—	
1 42	0,210	Bewölkt	8 — 9	26,8	25,6	762,0
1 45	—	Gewitter	—	—	—	
2 23	0,425	Sonnenschein und Wolken	8	26,9	25,1	
2 43	0,743	Unbewölkt	7 — 8	28,2	25,9	
3 2	0,420	Sonnenschein und Wolken	—	28,3	25,6	
3 15	0,378	—	8	28,1	25,3	
3 37	0,248	Bewölkt	8	27,9	25,3	
4 0	—	Starker Regen	—	—	—	

April 19. 1866.

6 30	0,227	Bewölkt	5	24,5	24,3	766,5
7 15	0,333	do.	5	25,0	24,4	
7 40	0,360	do.	5	25,6	25,0	
8 0	0,416	do.	9 — 10	26,6	25,6	
9 25	0,850	Unbewölkt	6 — 7	28,4	26,0	765,0
9 49	0,839	do.	6 — 7	30,6	27,4	
9 52	0,803	do.	6 — 7	30,6	27,4	
10 30	0,791	do.	6 — 7	30,9	27,3	
10 47	1,266	Unbewölkt	4 — 5	31,8	27,6	
10 49	1,115	do.	4 — 5	3,8	27,6	
11 25	0,900	do.	5	32,6	27,6	
11 27	1,050	do.	5	32,6	27,6	
12 41	0,940	do.	3 — 4	33,2	27,8	
1 50	0,564	Bewölkt	6 — 7	29,9	26,3	
2 15	1,000	do.	6 — 7	28,1	25,6	762,5
2 46	0,739	do.	9	29,4	26,3	
3 10	—	Starker Regen	—	—	—	
3 30	0,260	Bewölkt	9 — 10	26,2	25,3	
3 50	—	Regen	—	—	—	

Chemische Intensität des gesammten Tageslichtes in Paré.
April 20. 1866.

Sonnenzeit	Chemische Intensität	Zustand der Sonnenscheibe	Wolken	Thermometer		Barometer
				trocken	feucht	
h m						
7 40	0,456	Unbewölkt	1	26,1	25,0	764,5
9 53	0,940	do.	1	29,4	26,1	
10 21	1,000	do.	3	30,8	27,1	
10 48	0,768	do.	3 — 4	31,7	27,5	
11 31	0,898	do. Nebelig	4 — 5	32,2	27,2	764,5
12 0	0,900	do. do.	4 — 5	34,1	26,1	
12 32	0,960	do.	4 — 5	34,3	27,8	
1 2	0,908	do.		33,7	26,2	
3 5	0,886	Bewölkt Trübe	8	31,9	27,2	
3 16	0,287	do. do.	8 — 9	31,3	27,5	
3 40	0,589		7 — 8	29,4	26,4	
4 0	0,452	Unbewölkt	7 — 8	27,8	25,7	
4 20	0,883	Bewölkt	7 — 8	28,4	26,1	

April 23. 1866.

9 5	0,761		7	28,1	25,9	766,5
9 15	0,532	Bewölkt	8	28,1	25,8	
9 30	1,079		6	28,4	26,1	
9 45	0,725	Bewölkt	5	29,4	26,5	
10 0	1,402	Unbewölkt	4	29,6	26,5	
10 15	1,019		3	29,4	26,2	
10 30	1,105	Unbewölkt	4	30,6	26,4	
10 45	1,114	do.	4	29,6	27,0	
11 0	1,148	do.	4	31,6	27,2	
11 17	1,318	do.	4	32,9	27,4	
11 30	0,674	Bewölkt	3	32,5	27,2	765,8
11 45	1,019	Unbewölkt	3			
12 0	1,019	do.	3	32,8	26,1	
12 15	1,054	do.	3 — 4	32,2	25,7	
12 30	1,344	do.	4	32,1	25,3	
12 45	0,689	Bewölkt	8	31,7	25,4	
1 0	Regen	—	—	—	—	
1 12	0,444	Bewölkt	8	—	—	764,5
1 30	1,002	Unbewölkt	4	29,0	26,1	
1 50	0,874	do.	7	30,0	26,1	
2 5	0,925	do.	7	30,0	26,1	
2 15	0,968	do.	7 — 8	30,6	26,6	
2 30	0,925	do.	7 — 8	30,9	26,6	
2 45	0,977		7 — 8	31,1	26,6	
3 0	0,856	Unbewölkt	6	30,9	26,6	
3 15	0,280	Ueberwölkt Trübe	8 — 9	28,9	26,1	763,5
3 30	0,384	do. do.	9 — 10	27,8	25,7	
3 45	0,352	Ueberwölkt	9 — 10	27,2	25,1	
4 0	Regen	—	—	—	—	
5 0	0,233	Ueberwölkt	8 — 9	25,7	24,8	
5 10	0,200	do.	8	25,7	25,0	
5 20	Regen	—	—	—	—	764,0

**Chemische Intensität des gesammten Tageslichtes in Pará.
April 24. 1866.**

Sonnenzeit	Chemische Intensität	Zustand der Sonnenscheibe	Wolken	Thermometer		Barometer
				trocken	feucht	
h m 6 55	0,151	Sonne scheint durch Nebel		24,4	24,2	763,5
7 30	0,213	Bewölkt	9 — 10	25,6	24,9	
8 0	0,359	do.	8	26,6	25,6	
9 31	0,633	Schwacher Nebel	2	29,4	26,4	
10 2	0,684	Unbewölkt	2	30,0	26,4	767,0
10 30	0,719	do.	2	30,6	26,1	
11 3	0,951	do.	3	32,3	27,8	
12 0	1,019	do.	4	31,7	25,9	
1 0	0,942	do.		31,7	25,3	
2 0	0,754	do.	4	32,2	26,1	764,5
3 0	0,492	do.	2	32,2	25,1	
3 51	0,389	do.	3	30,1	26,6	762,5
4 29	0,306	do.	3 — 4	29,0	26,2	

April 25. 1866.

6 48	0,116	Unbewölkt	0,5	24,2	23,6	765,5
7 31	0,312	do.	0,5	25,9	25,0	
9 41	0,490	Ueberwölkt		29,4	25,4	766,8
10 3	0,762	Unbewölkt	3 — 4	31,3	27,0	
10 29	0,944	do.	5	31,9	26,5	
10 53	0,529	Ueberwölkt	4 — 5	31,1	26,2	
10 55	0,959	Unbewölkt	4 — 5	31,1	26,2	
11 29	0,475	Ueberwölkt	6 — 7	32,7	27,4	
11 30	0,976	Unbewölkt	6 — 7	32,7	27,4	
11 45	0,479	Ueberwölkt	5	32,2	26,6	766,0
12 0	1,011	Unbewölkt	5 — 6	—	—	
12 16	0,977	do.	5	32,0	26,1	
12 47	0,882			31,3	26,9	
1 0	0,335	Unbewölkt Trübe		29,7	26,6	
1 23	0,365	do. do.		29,7	26,7	
1 47	0,774	Ueberwölkt	5	30,8	27,5	
2 39	0,236	Ueberwölkt	8	28,3	26,1	
2 45	Regen	—	—	—	—	
3 6	0,677	Unbewölkt	7 — 8	29,7	27,2	763,0
3 45	Regen	—	—	—	—	
3 49	0,210	Bewölkt	9	28,3	26,1	
4 5	Regen	—	—	—	—	

**Chemische Intensität des gesammten Tageslichtes in Pará.
April 26. 1866.**

Sonnenzeit	Chemische Intensität	Zustand der Sonnenscheibe	Wolken	Thermometer		Barometer
				feucht	trocken	
h m						
7 43	0,360	Unbewölkt	2	26,3	25,3	766,0
8 19	0,408	Bewölkt	7 — 8	26,7	25,0	
10 0	0,953		7 — 8	30,8	26,6	767,0
10 15	0,354	Bewölkt Trübe	10	29,4	26,1	
10 30	0,608	do. do.	9	28,9	25,6	
10 45	0,650	Bewölkt	9	30,0	26,0	
11 0	0,822		8 — 9	29,9	26,4	766,5
11 15	1,037		7 — 8	31,7	27,2	
11 30	1,088	Unbewölkt	7	32,2	27,5	
11 45	1,011	do.	5	31,1	25,6	
12 0	0,539	Bewölkt	5 — 6	30,8	25,0	765,5
12 10	1,036	Unbewölkt	3 — 4	31,0	25,5	
12 30	0,976	do.	3	32,2	26,6	
1 20	0,831	do.	5	32,3	25,8	
2 13	0,608	do.	5	31,9	25,0	
2 33	0,540	do.	6 — 7	29,7	26,4	763,8
2 53	0,336	Bewölkt	8	27,4	24,7	
3 0	Regen	—	—	—	—	
3 30	Regen	—	—	—	—	
3 34	0,200		8 — 9	26,3	25,3	763,5
3 46	0,166	Bewölkt	8 — 9	26,3	25,3	

IV. Ueber die relative Wärmecapacität der Verbindungen erster Ordnung; von P. Kremers.

Die relativen Wärmecapacitäten, welche die Verbindungen erster Ordnung bei mittlerer Temperatur¹⁾ besitzen, sind hiernächst zusammengestellt²⁾. Jedem der folgenden Schemata ist ein Atom oder ein Atomencomplex überschrieben, in Verbindung mit welchem die einzelnen Atome der Schemata die miteinander zu vergleichenden Verbindungen bilden.

1) d. h. bei etwa 50°.

2) Diejenigen specifischen Wärmen, welche den Berechnungen der Wärmecapacitäten zu Grunde gelegt wurden und in der Abhandlung nicht angegeben sind, finden sich am Schlusse derselben zusammengestellt.

Eisen erster zweiter Richtung.

O				
Li	Na	K	Rb	Cs
Mg	Zn	Cd		
4,88	5,07			
Ca	Sr	Ba		
5,03				
			O ₂	
		Ta	Nb¹⁾	Ti
				6,98 ²⁾
			Sn	Si
			7,00	5,78
Th			Zr	B
				5,53

HO = 9,00 (1,0000) flüssig³⁾

YO = 5,23 (0,1347) Hermann⁴⁾

MnO = 5,57 (0,1570) Regnault

MnO₂ = 6,92 (0,159) Kopp 64⁵⁾

SnO = 6,30 (0,0940) Avogadro

CO = 3,43 (0,2450) Regnault 63

CO₂ = 4,45 (0,20246) Regnault 63.

1) Atomgewicht Ta = 91 und, wie früher (Bd. 122, S. 250) schon vermutet wurde, Atomgewicht Nb = 47 Marignac 66. Nb₂O₅ = NbO₂, NbO₃ und Ta₂O₅ = TaO₂, TaO₃.

2) tetragonal (Rutil), wohingegen = 6,60 (0,161) rhomb. Kopp. 64.

3) HO fest bei etwa - 39° = 4,27 und bei etwa - 10° = 4,54; HO gasf. bei etwa 174° = 4,32 Regnault 63.

4) Atomgewicht Y = 30,8 Bahr u. Bunsen 66.

5) Diejenigen Zahlen, welche dem Namen des Beobachters folgen, bezeichnen das Jahr der Publication. Wo eine solche Zahl fehlt, ist die Beobachtung dem Handbuche von Gmelin entnommen.

Ebenen

erster zweiter O ₃		
W	V	Mo
9,26	13,0 ¹⁾	9,53
<hr/>		
Te	Se	S

erster dritter Richtung. O ₃			
Bi	Sb	As	P
14,2	13,2	12,7	
<hr/>			
			N

- SO₂ = 4,94 (0,1544) Regnault 63
 SbO₃ = 14,7 (0,0953) Regnault
 NO = 4,98 (0,2262) Regnault 63
 NO₂ = 6,95 (0,2317) Regnault 63.

Ebenen unbestimmter Richtung.

O		
	Pb	
	5,68	
<hr/>		
Hg		Tl
5,59		

O			
		Ni	La
		5,94	
<hr/>			
Al	Fe	Ce	U
			7,21

- Cu O²⁾ = 5,64 (0,1420) Regnault; 0,128 Kopp 64
 Cu₂O = 7,66 (0,1073) Neumann; 0,111 Kopp 64

BeO = 3,35 (0,2637) Hermann

- ZnS = 5,98 (0,1230) Regnault; 0,120 Kopp 64
 HS = 4,13 (0,2132) Regnault 63
 SnS₂ = 10,9 (0,1193) Regnault
 SnS = 6,27 (0,0836) Regnault
 CS₂ = 12,5 (0,3290) flüssig De la Rive u. Marcet³⁾

1) Schafarik 63.

2) Cu liegt wahrscheinlich in der Nähe von U.

3) CS₂ gasf. = 5,96 (0,1569) Regnault 63.

Ebenen

erster zweiter			erster dritter Richtung.			
S ₂			S ₂			
W	V	Mo	Bi	Sb	As	P
		9,86	15,5	14,3	13,9	
						N
Te			S			

AsS₂ = 11,9 (0,1111) Neumann.

Ebenen unbestimmter Richtung.

S			S			
	Pb			Ni	La	
	6,08			5,82		
Hg		Tl	Al	Fe	Ce	U
5,94				5,97		

AgS = 9,25 (0,0746) Regnault

CoS = 5,68 (0,1251) Regnault

FeS₂ = 7,81 (0,1301) reg. Regnault;

= 7,99 (0,1332) rhomb. Neumann.

Cu₂S = 9,62 (0,1212) Regnault;

= 9,53 (0,120) rhomb. Kopp 64.

NaFl = 11,2 (0,2678) Hermann

CaFl = 8,38 (0,2149) Regnault.

Ebenen erster zweiter Richtung.

Cl						
Li	Na	K		Rb		Cs
12,0	12,5	12,9		13,5		
Mg	Zn	Cd				
9,24	9,28					
Ca	Sr	Ba				
9,11	9,51	9,38				

Cl ₃					
	Ta			Nb	Ti ¹⁾
					18,4
			Sn		Si
			19,2		
Th			Zr		B

HCl = 6,76 (0,1852) Regnault 63.

Mn Cl = 8,98 (0,1425) Regnault

Sn Cl = 9,60 (0,1016) Regnault.

Ebenen

erster dritter				unbestimmter Richtung.		
Cl ₃						
Bi		Sb	As	P ²⁾		Cl
			32,0	28,8		Pb
						9,23
				N		Hg
						9,34
						Tl

AgCl = 13,1 (0,0911) Regnault; 0,0894 Neumann 65

Hg₂Cl = 12,2 (0,0520) Regnault.

Cu₂Cl = 13,7 (0,1383) Regnault.

NaBr = 14,3 (0,1384) Regnault.

KBr = 13,5 (0,1132) Regnault.

PbBr = 9,78 (0,0533) Regnault.

AgBr = 13,9 (0,0739) Regnault.

NaJ = 13,0 (0,0868) Regnault.

KJ = 13,6 (0,0819) Regnault.

PbJ = 9,84 (0,0427) Regnault.

HgJ = 9,53 (0,0420) Regnault.

AgJ = 14,5 (0,0616) Regnault.

Hg₂J = 12,9 (0,0395) Regnault.

Cu₂J = 13,1 (0,0687) Regnault.

1) TiCl₂ gasf. = 12,4 (0,1290); SnCl₂ gasf. = 12,2 (0,0939); SiCl₂ gasf. = 11,3 (0,1322) Regnault 63.

2) PCl₃ gasf. = 18,5 (0,1347); AsCl₃ gasf. = 20,4 (0,1122) Regnault 63.

Den vorstehenden Beobachtungen zufolge werden die früher (Bd. 122, S. 588) zusammengestellten, die relative Wärmecapacität der einzelnen Linien des Körpernetzes begrenzenden Wellenlinien bei mittlerer Temperatur in sehr verschiedener Weise verschoben, je nachdem die Linien ¹⁾ des Körpernetzes mit den verschiedenen Atomen der beiden Ebenen erster dritter Richtung

Te	Se	S	und	J	Br	Cl
		O				Fl

sich verbinden.

Diese Verschiebungen sind nicht blofs bedingt durch die Wärmecapacität der mit den Linien des Körpernetzes sich verbindenden Atome, sondern überdiets auch noch sowohl durch den Verlauf der Affinitätsgränzen (Bd. 124, S. 406) als auch, und zwar in oft sehr auffallender Weise, durch diejenigen Verschiebungen, welche die Gränzlinien des flüssigen Zustandes durch denselben Einfluß erleiden (Bd. 125, S. 246).

Möglichst einfache Verhältnisse können daher wie bei dem relativen Volum (Bd. 130, S. 77), so auch hier nur dann beobachtet werden, wenn die verschiedenen Verbindungen bei correspondirenden Temperaturen oder doch wenigstens bei gleichem Aggregatzustande mit einander verglichen werden.

Einige der vorstehenden, dem festen Aggregatzustande entsprechenden Werthe sind zugleich mit den früher (Bd. 122, S. 588) für die Linien des Körpernetzes angeführten Werthen in den Figuren 1 und 2 Taf. VII graphisch dargestellt. Dasselbst sind die relativen Gewichte der einzelnen Atome oder Verbindungen durch Abscissen und deren relative Wärmecapacitäten durch Ordinaten bezeichnet. Um leicht übersehen zu können, welche Verschiebungen die den Li-

1) d. h. jeder Punkt der Linien. Diese Abkürzung wird im Folgenden öfter benutzt.

nien des Körpernetzes entsprechenden Curven der Wärmecapacität durch die Verbindung dieser Linien mit einem der genannten Atome erleiden, so sind die relativen Gewichte der einzelnen Atome und deren Verbindungen durch gleiche Abscissen dargestellt und die einzelnen Curven der Wärmecapacität durch dasjenige Atom bezeichnet, welches mit den Linien des Körpernetzes verbunden ist.

Fig. 1 zeigt die so ähnliche Verschiebung, welche die den Linien

erster Richtung Mg Zn Cd

zweiter " Li Mg Ca

einerseits und die den (Bd. 122, S. 249) Linien

erster Richtung Sn Si

zweiter " Ti S B

andererseits entsprechenden Curven der Wärmecapacität dadurch erleiden, daß diese Linien sich mit O oder S verbinden.

Fig. 1 und 2 combinirt zeigen die so gleichartige Verschiebung, welche die den Linien erster und zweiter Richtung

Li	Na	K		Rb		Cs
Mg	Zn	Cd				
Ca	Sr	Ba				

entsprechenden Curven der Wärmecapacität dadurch erleiden, daß diese Linien einerseits zunächst mit O und alsdann mit S, andererseits zunächst mit Fl und alsdann mit Cl sich verbinden.

Den vorstehenden Zahlen zufolge ist die Wärmecapacität der Verbindungen erster Ordnung in den verschiedenen Aggregatzuständen folgende:

	fest	flüssig	gasförmig
HO	4,54	9,00	4,32
CS ₂		12,5	5,96
TiCl ₂		18,4	12,4
SnCl ₂		19,2	12,2
AsCl ₃		32,0	20,4
PCl ₃		28,8	18,5

Die Wärmecapazität der Verbindungen erster Ordnung ist hiernach im flüssigen Zustande größer als im gasförmigen Zustande. Bei der Verbindung HO erreicht dieselbe im flüssigen Zustande ein Maximum (Bd. 122, S. 592). In der Linie



nimmt die Wärmecapazität mit steigendem Atomgewichte zu und zwar ebensowohl wenn diese Linie im flüssigen als auch wenn dieselbe im gasförmigen Zustande sich befindet.

Aus den vorstehenden Zahlen berechnen sich für die Modification der mittleren Wärmecapazität, welche die Verbindung der einzelnen Linien des Körpernetzes mit den nebenstehenden Atomen begleitet, folgende Werthe:

Linien erster Richtung.

Mg = -0,03	Zn = -0,05		O
Sn = -0,03		Si = +0,04	O ₂
W = -0,12		Mo = -0,10	O ₃
Bi = -0,21	Sb = -0,16	As = -0,12	O ₄
Bi = +0,04	Sb = +0,10	As = +0,12	S ₂
Li = -0,10	Na = -0,13	K = -0,18	Cl
Mg = -0,27	Zn = -0,25		Cl
	As = -0,68	P = -0,57	Cl ₂
	Na = +0,08	K = +0,13	Br
	Na = +0,04	K = -0,01	J
Pb	J = +0,03	Br = +0,19	Cl = -0,22 *
Ag	J = -0,11	Br = +0,07	Cl = -0,25 *

Linien zweiter Richtung.

	Si = +0,04	B = -0,04	O ₂
Li = -0,10	Mg = -0,27		Cl
Na = -0,13	Zn = -0,25		Cl

Linien dritter Richtung.

	Si = + 0,04	C = - 0,02	O ₂
Zn	S = + 0,06	O = - 0,05	
Sn	S = + 0,04	O = - 0,25	
Sn	S ₂ = - 0,11	O ₂ = - 0,08	
C	S ₂ = + 0,19	O ₂ = - 0,02	
Bi	S ₃ = + 0,04	O ₂ = - 0,21	
Sb	S ₃ = + 0,10	O ₂ = - 0,16	
As	S ₃ = + 0,12	O ₂ = - 0,12	
Pb	S = + 0,06	O = - 0,14	
Hg	S = + 0,10	O = - 0,10	
Ni	S = + 0,09	O = - 0,21	
Cu ₂	S = - 0,04	O = + 0,01	

In den vorstehenden Linien erster und zweiter Richtung sind mit Ausnahme zweier durch * bezeichneten Linien die einzelnen nebeneinander liegenden Modificationen annähernd miteinander vergleichbar, indem sowohl die neben einander liegenden Atome des Körpernetzes als auch die resultierenden Verbindungen durch die ganze Ausdehnung der einzelnen Linien hindurch ein und denselben Aggregatzustand beibehalten. Einzelne dieser Linien, welche im festen Aggregatzustande mit gasförmigen negativern Atomen sich verbinden und feste Verbindungen liefern, sind in den Figuren 3 und 4 Tafel VII graphisch dargestellt. Dasselbst sind die relativen Gewichte der einzelnen Atome durch Abscissen und die Modificationen der mittleren Wärmecapacität, welche die Verbindung dieser Atome mit den an den Endpunkten der einzelnen Curven angegebenen Atomen begleiten, durch Ordinaten bezeichnet. Um leicht übersehen zu können, wie die Curven der Wärmecapacität in Vergleich mit denen der Modification der mittleren Wärmecapacität verlaufen, so sind die Anfangspunkte der Abscissen für zusammengehörige Figuren untereinander gelegt.

In den Figuren 1 und 3 liegt die Curve
 Sn · Si O₂
 über der entsprechenden (Bd. 122, S. 249) Curve
 Mg Zn Cd O.

Bei steigender Progression entfernen sich beide Curven von der Abscissenaxe in Fig. 1, sie nähern sich dagegen beide derselben in Fig. 3.

In den Figuren 2 und 4 liegt die Curve

Li Na K Cl

über der Curve

Mg Zn Cd Cl.

Bei steigender Progression entfernen sich beide Curven von der Abscissenaxe in Fig. 2, es nähert sich dagegen derselben in Fig. 4 nur die erstere der beiden Curven.

Die Erscheinung, dafs bei steigender Progression die Curve der Wärmecapacität von der Abscissenaxe sich entfernt, während die Curve der Modification der mittlern Wärmecapacität sich derselben nähert, wird den vorstehenden Zahlen zufolge auch noch in der mit O₂ oder S₂ oder Cl₂ verbundenen Linie

Bi · Sb As P

beobachtet.

Weniger noch als in den bisher behandelten Linien erster und zweiter Richtung sind die einzelnen nebeneinander liegenden Modificationen miteinander vergleichbar in den Linien dritter Richtung, indem hier entweder nur die neben einander liegenden Atome des Körpernetzes oder nur die resultirenden Verbindungen durch die ganze Ausdehnung der einzelnen Linien hindurch ein und denselben Aggregatzustand beibehalten. Die Zusammenstellung dieser Linien ist übrigens nichts desto weniger geeignet, wenigstens eine bemerkenswerthe Erscheinung zu veranschaulichen. Wird nämlich in den einzelnen Linien

S O,

wo also das Atom S im festen Zustande neben dem Atom O im gasförmigen Zustande steht, die neben S angegebene Modification verglichen mit der neben O angegebenen, so ist in neun Fällen erstere gröfser als letztere und nur in zwei¹⁾ Fällen erstere kleiner als letztere. In jenen neun Fällen verhalten sich also die beiden Modificationen zueinander wie den vorstehenden Zahlen zufolge auch diejenigen

1) SnS₂, SnO₂, und Cu₂S Cu₂O.

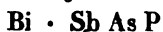
bestimmt werden, nur wenig verschieden von derjenigen, welche die entsprechenden Curven des Volums (Bd. 130, Taf. III, Fig. 2) zeigen. Wird nämlich das Volum durch v und die Wärmecapacität durch c bezeichnet, so sind die Quotienten $\frac{v}{c}$ für die einzelnen Punkte

Cl		
Li 1,7	Na 2,2	K 2,9
Mg	Zn 2,7	Cd
Ca 2,7	Sr 2,9	Ba 3,0

derart, daß sie sowohl in den Linien erster als auch in denen zweiter Richtung mit dem steigenden Atomgewichte der einzelnen Punkte zunehmen. Die Zunahme derselben ist indess keine gleichmäßige, sie wird vielmehr von dem Punkte Li aus nach dem Punkte Ba hin kleiner. In dem vorliegenden Falle ist also die Figur der Wärmecapacität aus der des Volums gleichsam durch eine einseitige Verschiebung abzuleiten.

Jeder durch O bezeichnete Punkt der Figur 1 liegt relativ niedriger als der gleiche durch Fl bezeichnete Punkt der Figur 2 und jeder durch S bezeichnete Punkt der Figur 1 liegt auch wieder relativ niedriger als der gleiche durch Cl bezeichnete Punkt der Figur 2. Auch dieses Verhältniß wird in den entsprechenden Figuren 1 und 2 der Volumina unverändert wiedergefunden.

Gleichwie in den beiden Figuren 1 jeder durch O bezeichnete Punkt relativ niedriger liegt als der gleiche durch S bezeichnete Punkt, ebenso liegt, wenn in beide Figuren 1 eingetragen, auch die mit O_3 verbundene Linie



relativ niedriger als die gleiche mit S_3 verbundene Linie. Beide Linien



entfernen sich, den Differenzen $S_2 - O_2$ des Volums

Bi = 11,4 Sb = 8,9 As = 8,8

und der Wärmecapacität

Bi = 1,3 Sb = 1,1 As = 1,2

zufolge, in beiden Figuren 1 annähernd parallel von der Abscissenaxe um so mehr, je mehr das Atomgewicht ihrer einzelnen Punkte zunimmt.

Ein dem erwähnten vollständig analoges Verhalten zeigen auch die nebeneinanderstehenden Verbindungen

SnS_2 und SnO_2

PbS » PbO

HgS » HgO

Cu_2S » Cu_2O ,

wöhingegen von den nebeneinander stehenden Verbindungen

SnS und SnO

NiS » NiO

die erstere nur ein größeres Volum, nicht aber eine größere Wärmecapacität besitzt als die letztere.

Wie die vorerwähnten Verbindungen im festen Zustande, ebenso verhalten sich hinsichtlich des Volums¹⁾ die Verbindungen

HS und HO

im flüssigen Zustande und zwar bis zur obern Gränze desselben. Ueber diese hinaus, also von der untern Gränze des gasförmigen Zustandes an, hat dagegen die erstere Verbindung nicht blofs ein kleineres Volum, sondern auch eine kleinere Wärmecapacität als die letztere.

Eine dem wachsenden Volum entsprechende Zunahme der Wärmecapacität wird ferner noch beobachtet im gasförmigen Zustande bei den Verbindungen

$TiCl_2$ und $SiCl_2$

$SnCl_2$ » $SiCl_2$

$AsCl_3$ » PCl_3

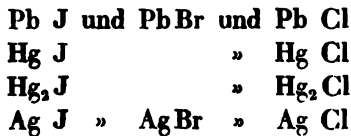
CS_2 » CO_2

im flüssigen Zustande bei den Verbindungen

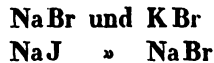
1) Die Wärmecapacität von HS im flüssigen Zustande ist noch nicht bekannt.

AsCl₃ und PCl₃

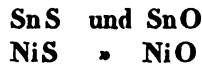
im festen Zustande bei den Verbindungen



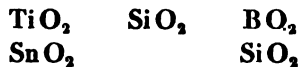
und nur bei den Verbindungen



wird dieses Verhältnifs vermifst. Die letztern beiden Fälle reihen sich also den beiden weiter oben erwähnten Fällen

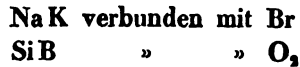


an und da hierhin auch noch die beiden Fälle

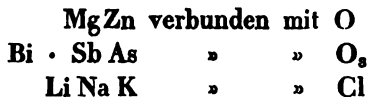


gehören, so ist wohl nicht zu bezweifeln, dafs die Maxima und Minima entsprechender Curven des Volums und der Wärmecapacität weniger aufeinander als vielmehr nebeneinander liegen.

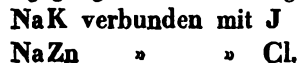
Durch die bisher behandelten Curven bestimmt verfolgen auch diejenigen Curven, welche die Modification der mittleren Wärmecapacität und des mittleren Volums darstellen, in manchen Fällen eine gleiche Richtung. Bei steigendem Atomgewichte entfernen sich die Curven beider Modificationen von der Abscissenaxe in den Linien



sie nähern sich derselben in den Linien



sie verfolgen eine entgegengesetzte Richtung in den Linien



Bei steigendem Atomgewichte nähern sich die Curven beider Modificationen der Abscissenaxe in der Linie



sie verfolgen eine entgegengesetzte Richtung in der Linie



Die letztere Linie unterscheidet sich also in dieser Hinsicht wesentlich von der Linie



Wenn eine Linie des Körpernetzes, deren einzelne Punkte im festen Zustande sich befinden, mit einem gasförmigen Atome feste Verbindungen bildet, so ist, weil die gasförmigen Atome bei dem Uebergange in den festen Zustand ihr Volum bedeutend und ihre Wärmecapazität nur wenig ändern, die relative Lage derjenigen Curven, welche die Modification des mittleren Volums und der mittleren Wärmecapazität bezeichnen, immer derart, dafs jene über dieser liegt, und ist der Abstand beider oft sehr bedeutend.

Dieselbe Reihenfolge der Curven wird auch noch beobachtet, wenn bei sonst gleichbleibenden Verhältnissen das mit der Linie des Körpernetzes sich verbindende Atom flüchtig ist. Der Abstand beider Curven ist indess alsdann mitunter schon sehr gering.

Beide Curven durchschneiden endlich



einander und zeigen bald die vorerwähnte bald die ihr entgegengesetzte



Reihenfolge, wenn bei sonst gleichbleibenden Verhältnissen das mit der Linie des Körpernetzes sich verbindende Atom im festen Zustande sich befindet.

1) Die früher (Bd. 130, S. 91) nicht angeführten Modificationen des mittleren Volums sind:



2) \times bezeichnet die Lage der Kreuzungspunkte.

Zusammenstellung

derjenigen spezifischen Wärmen, welche den Berechnungen der Wärmecapacitäten zu Grunde gelegt wurden und in der Abhandlung nicht angegeben sind.

As Cl ₃	0,1760	Rg. 1)	Ni O	0,1588	Rg.
O ₂	0,1279	"	S	0,1281	"
S ₂	0,1132	Nm.	P Cl ₃	0,2092	"
BO ₂	0,2374	Rg.	Pb Cl	0,0664	"
Ba Cl	0,0896	"	O	0,0509	"
Bi O ₂	0,0605	"	S	0,0509	"
S ₄	0,0600	"	Rb Cl	0,1120	Kp. 64
Ca Cl	0,1642	"	Sb O ₂	0,0901	Rg.
O	0,1797	Av.	S ₂	0,0840	"
Fe S	0,1357	Rg.	Si O ₂	0,1913	"
Hg Cl	0,0689	"	Sn Cl ₂	0,1476	"
O	0,0518 2)	"	O ₂	0,0933	"
S	0,0512	"	Sr Cl	0,1199	"
K Cl	0,1729	"	Ti Cl ₂	0,1914	"
Li Cl	0,2821	" 56.	O ₃	0,1703	"
Mg Cl	0,1946	"	U O	0,1060	Nm.
O	0,2439	"	WO ₃	0,0798	Rg.
Mo O ₃	0,1324	"	Zn Cl	0,1362	"
S ₂	0,1233	"	O	0,1248	"
Na Cl	0,2140	"			

1) Av. = Avogadro; Kp. = Kopp; Nm. = Neumann; Rg. = Regnault.

2) In Gmelin's 4. Auflage ist wohl nur in Folge eines Druckfehlers 0,0318 angegeben.

**I. Ueber eine besondere Gattung von Durchgängen im Steinsalz und Kalkspath;
von E. Reusch.**

Aus den Monatsberichten der Berl. Akad 1867, Apr., nebst einem Zusatz).

Unter den verschiedenen mechanischen Mitteln, an Krystallen Blätterbrüche oder Durchgänge hervorzurufen, giebt es zwei, welche mir der Aufmerksamkeit der Mineralogen und Physiker besonders würdig zu seyn scheinen. Die erste Methode, die ich *Körnerprobe* nennen möchte, besteht darin, laß ein konisch zugespitztes Stahlstück, der Körner der Metallarbeiter, senkrecht auf eine Krystallfläche gesetzt, und ein leichter kurzer Schlag geführt wird. Die Schlagfiguren, häufig aus mehrfachen glänzenden Sprüngen, welche vom Schlagpunkt divergiren, bestehend, zeigen für jedes Mineral, was sich zu dieser Probe eignet, charakteristische Richtungen und Gestalten.

Bei einer zweiten Methode wird der Krystall auf zwei parallelen, natürlichen oder angearbeiteten Flächen, unter Anwendung einer Zwischenlage von Carton oder mehrfachem Stanniol *gepresst*. Die nächste Wirkung des Drucks wird eine Verdichtung des Krystalls im Sinne des Drucks seyn; im Polarisationsinstrument erhält man bei regulär krystallisirten Körpern, und wenn bei dunklem Sehfeld die Druckrichtung 45° mit der Polarisationssebene des untern Spiegels macht, gleichmäßige Farbentöne, welche verschwinden, wenn die Druckrichtung senkrecht zur Polarisationssebene steht, oder damit parallel ist. Hat aber der Druck auch Verdichtungen und Verschiebungen in Ebenen hervorgerufen, welche einen erheblichen Winkel mit der Druckrichtung machen, so werden auch bei der letztgenannten Orientirung noch charakteristische Farbererscheinungen bleiben, die nach Aufhebung des Drucks zum Theil oder ganz verschwinden. Durch Einschaltung einer Gypsplatte mit empfindlichem Farbon (Biot) werden diese Erscheinungen deutlicher und glänzender.

Die Wirkung einer solchen Pressung auf einen Krystall ist sicher sehr viel complicirter als die auf amorphe homogene Körper, und es ist mir nicht bekannt, daß die Molekularphysik der Krystalle sich mit diesem wohl sehr schwierigen Probleme beschäftigt habe; es läßt sich aber in dieser Beziehung, wie ich glaube, Einiges vermuthen und durch Versuche nahe legen. Denken wir uns nämlich durch einen Krystall, parallel einer vorhandenen oder krystallographisch möglichen Fläche, eine Ebene E gelegt und an den rechts und links von E liegenden Stücken A und B Kräfte so angebracht, daß ein Antrieb zum Gleiten von A an B längs E in einer gewissen Richtung entsteht, so steht zu erwarten, daß der auf die Flächeneinheit bezogene Widerstand gegen das Gleiten sowohl abhängt von der Wahl der Fläche E , als von der Richtung der Antriebs in dieser Fläche. Es ist nun weiter denkbar, daß in jedem Krystall Flächen existiren, längs welcher der Widerstand gegen Gleiten und Verschiebung für gewisse Richtung in den Flächen kleiner ausfällt als für andere Flächen, und solche Flächen möchte ich *Gleitflächen* nennen, oder *Gleitbrüche*, wenn unter der Wirkung gesteigerten Drucks eine förmliche Abschiebung stattgefunden hat.

Liegt bei einem in der Presse befindlichen Krystall eine der Gleitflächen in der Richtung des Drucks, also senkrecht zu den gepressten Flächen, so kann es sich leicht treffen, daß in Folge der immer ungleichförmigen Vertheilung des Drucks auf den gegenüberliegenden Flächen, eine Anregung zur Verschiebung entsteht, welche mit einer Abschiebung nach einem glänzenden Bruch endigen kann. Man begreift aber, daß derselbe Druck gleichzeitig auch Verschiebungen in den übrigen gleichwerthigen Gleitflächen, welche gegen die Druckrichtung geneigt sind, anregen kann, sofern dieser Druck Componenten liefern kann, welche in die Gleitflächen fallen und die Richtung der leichtesten Verschiebbarkeit haben. Von der Art und Weise der Vertheilung des Drucks, sowie vom zufälligen Vorhandenseyn schwächerer Stellen an den Kanten und Flächen oder im

Innern des Krystals wird es dann abhängen, wo die Verschiebung ihren Anfang nimmt.

1. Das Steinsalz.

Im Steinsalz halte ich die *Granatoëderflächen* für Gleitflächen, und in jeder dieser Flächen die Richtung der grossen Rhombendiagonale für diejenige Richtung, in welcher die Verschiebung der Moleküle an- und gegeneinander mit besonderer Leichtigkeit erfolgt.

An einem quadratischen Stück Steinsalz von etwa 18^{mm} Seite und 8^{mm} Dicke werden mit der Schlichtfeile zwei kurze gegenüberliegende Kanten gerade abgestumpft und die angefeilten Flächen geprefst; schon ein mässiger Druck bewirkt eine bleibende im Polarisationsinstrument sichtbare Verdichtung längs der Diagonale, welche die Richtung des Drucks enthält. Bei gesteigertem Druck erhält man einen glänzenden Bruch nach einer Granatoëderfläche. Es ist mir nie gelungen, diesen Bruch mit Messer und Hammer, das Messer parallel einer Granatoëderfläche auf die angefeilte Fläche gesetzt, zu erhalten; dagegen erhält man ihn mit grosser Sicherheit, meist in sehr unliebsamer Weise, beim Spalten nach den Würfelflächen, in Form von zwei glänzenden Einläufen, welche durch die Schlaglinie gehen und den Winkel der neu entstandenen Kanten halbiren. Aber auch wenn keine Sprünge entstanden seyn sollten, sieht man nach dem Schlage im Polarisationsinstrument tiefgehende diagonale Farbenstriche und die Beobachtung mit der Gypsplatte weist auf bleibende Verdichtungen im Sinne der grossen Diagonale der Granatoëderflächen.

Durchbohrt man eine quadratische Platte in der Mitte, indem man einen kleinen Metallbohrer mit kleinstem Zwange zwischen den Fingern dreht, so haben noch bei den Diagonalen bleibende Verdichtungen stattgefunden und die Platte zeigt im Polarisationsinstrument mit Gypsplatte eine blumenartige Figur, in welcher die Farben ähnlich vertheilt sind wie in einer Alaunplatte, welche nach Biot die sogenannte Lamellarpolarisation zeigt.

Preßt man eine kleine Säule von quadratischer oder rechteckiger Basis auf den kleinsten Flächen, so erscheint im Polarisationsinstrument ein System sich rechtwinklich kreuzender Streifen, welche 45° mit der Druckrichtung machen. Es hängt von zufälligen Umständen ab, welche der Säulenfläche die Streifen am besten zeigt. Bei gesteigertem Druck erhalten die Säulenflächen eine oberflächliche Streifung senkrecht zur Druckrichtung; sie krümmen sich, oft entstehen Spalten und wenn man die Säule vor und nach dem Pressen mißt, ergiebt sich eine bleibende Zusammendrückung, welche 5 bis 8 Proc. der ursprünglichen Länge betragen kann. Die außerordentliche Compressibilität und Deformirbarkeit des Steinsalzes scheint einzig mit Verschiebungen längs den Granatoëderflächen zusammenzuhängen. Es ist deswegen kaum möglich, ein Stück Steinsalz zu bekommen, das nicht, entweder durch Druck an Ort und Stelle, oder durch den gewaltsamen Act des Abspaltens bleibende Spuren von inneren Verschiebungen und Umstellungen der Moleküle und eben damit Doppelbrechung zeigte, wie dies Brewster und Biot längst beobachtet haben.

In überraschender Weise lassen sich die sechs Granatoëderflächen durch die Körnerprobe gleichzeitig herstellen; zwei derselben erscheinen als diagonale Sprünge in der angeschlagenen Fläche, die vier andern werden durch vollständige Reflexion des durch die Seitenflächen eintretenden Lichtes gesehen. Oft, aber nicht nothwendig, gesellen sich noch zwei Würfelbrüche dazu, so daß man mit *einem* Schläge nicht weniger als acht Blätterbrüche zu Tag legen kann.

2. Der Kalkspath.

Im Kalkspath dürften die Flächen des *nächststumpferen Rhomboëders* Gleitflächen seyn; also wieder Flächen, welche den Winkel zweier gleichen Spaltbrüche gerade abstumpfen. Daß der Kalkspath nach jenen Flächen häufig dünne Zwillinglamellen enthält, ist bekannt.

Die Wirkungen eines stärkeren Drucks auf Kalkspath *sind*, wie schon die interessanten Versuche von Fr. Pfaff

zeigen (Pogg. Ann. Bd. 107, S. 336), höchst merkwürdig. Pfaff fand, dafs in einer senkrecht zur Axe geschliffenen Platte, gepreßt nach einem Paar angefeilter Flächen, welche die scharfen Seitenkanten abstumpfen, bei wachsendem Druck eine plötzliche und bleibende Umwandlung des Bildes der im Polarisationsinstrument beobachteten Farbenringe eintritt. Die von Pfaff (Taf. IV, Fig. 11 bis 14) gegebenen Abbildungen stimmen nun der Hauptsache nach mit denen, welche Brewster (*Optics, new edition, pag. 254*) für den Fall gegeben hat, dafs die Präparate eine Zwillinglamelle enthalten. Man wird daher zu dem Schlufs geführt, dafs es möglich seyn müsse, im Kalkspath durch Druck Zwillinglamellen hervorzurufen. Dafs dem wirklich so ist, läfst sich mit Hülfe der Presse leicht zeigen; man nehme gut gespaltene kleine Spathsäulen von 15 bis 20^{mm} Länge und 6 bis 8^{mm} Seite von rhombischem oder rhomböidischem Querschnitt und feile senkrecht zu den Säulenkanten zwei Flächen an, die man mit Carton beklebt. Das Feilen geht gut von Statten, wenn man im Sinne der kleinen Diagonale von der spitzigen Ecke gegen die Stumpfe feilt. Wird nun das Stück in die Presse mit parallelen Backen gebracht und die Schraube stetig angezogen, so sieht man bald eine oder mehrere Flächen im Innern aufblitzen, welche je nach Umständen den ganzen Krystall oder auch nur einen Theil desselben durchsetzen. Im letzteren Falle gelingt es manchmal durch subtile Steigerung des Drucks die angefangene Fläche zu erweitern.

Die durch Reflexion sichtbar gewordenen Flächen können drei verschiedene Richtungen haben, nämlich parallel den drei Flächen des nächststumpferen Rhomboeders; fällt eine solche Fläche in die Druckrichtung, ist daher parallel den Säulenkanten, so eignet sie sich besonders zur Beobachtung des reflectirten Lichts in einer zu den Säulenkanten senkrechten Ebene. Gehen die Flächen parallel den zwei anderen Kanten, welche gegen die Druckrichtung geneigt sind, so kann man dieselben durch Wegspalten der angefeilten Flächen zu Tag legen. Diese letzteren Flächen ent-

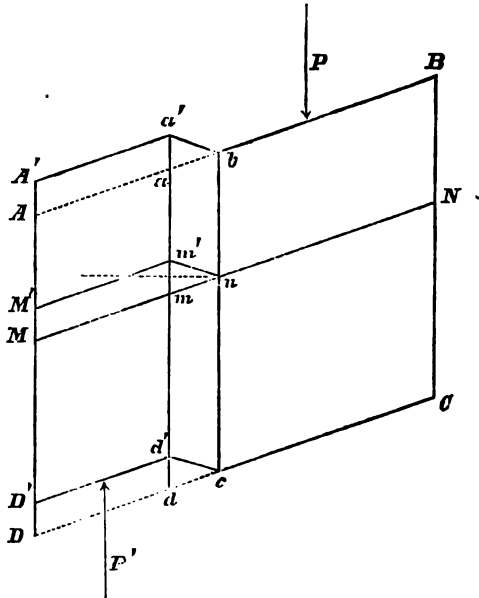
stehen häufiger, treten gewöhnlich gleichzeitig auf und zeigen da, wo sie sich durchschneiden, eine eigenthümlich gezahnte Linie. Drei gleich schöne Flächen habe ich zwar nie erhalten, möchte aber doch nicht an der Möglichkeit, sie durch Druck zu erhalten, zweifeln. Einigemale habe ich auch förmliche Abschiebung nach einem glänzenden meißbaren Bruch erhalten. Von zwei Schlagstücken, die ich, wie überhaupt das ganze Material zu meinen Versuchen am Kalkspath, der Freundlichkeit des den Physikern wohl bekannten Optikers W. Steeg in Homburg verdanke, enthält das grössere einen bloßen Bruch nach einer Fläche des nächst stumpferen Rhomboëders, das kleinere eine farbenschillernde Fläche, welche in einen glänzenden Bruch übergeht. Ohne Zweifel sind beide Flächen durch den gewaltsamen Act des Abspaltens entstanden.

Der Beweis dafür, daß die in eigenthümlichem zum Theil gefärbten Reflexlichte schimmernden Durchgänge nicht mathematische Flächen, sondern Lamellen und zwar Zwillinglamellen sind, ist, wie schon oben bemerkt, enthalten in der Combination der Beobachtungen von Brewster und Pfaff. Für den Mineralogen liegt aber wohl der greifbarste Beweis hiefür darin, daß die einer grossen Rhombendiagonale parallele Linie, längs welcher ein solcher Durchgang eine Rhomboëderfläche trifft, in Wirklichkeit sich als eine kleine Fläche erweist, welche ein Bild giebt, das sich messen läßt und der neuen Fläche eine Stellung anweist, wie sie den wirklichen Zwillinglamellen entspricht.

Von dem Hergang bei dieser merkwürdigen Umstellung der Krystallmoleküle kann man sich vielleicht durch folgende Betrachtung ein Bild machen: in nebenstehender Fig. 1, sey $ABCD$ der Hauptschnitt eines Rhomboëders, welches durch die den Kanten AD und BC parallelen Kräfte P und P^1 in der Lamelle $abcd$ eine Anregung zum Gleiten erhält. Wir können uns nun den Krystall bestehend denken aus zahllosen Molekülreihen parallel AB . Ist $MmnN$ eine solche Reihe vor dem Druck, so verwandelt sich dieselbe durch den Druck in die gebrochene geknickte Linie M^1m^1nN ;

mn und $m'n$ liegen symmetrisch gegen die Normale der Lamelle, sind von gleicher Länge, weswegen auch die neue Lamelle $a'bca'$ dieselbe Dicke wie zuvor hat.

Fig. 1.



Der Umstand, dass man nur Zwillinglamellen oder Gleitbrüche erhält, scheint auf eine große Stabilität der neuen Stellung $m'n$ hinzudeuten. Denken wir uns nämlich das Umlegen erfolge im Hauptschnitt, so werden die Stückchen mn , sobald sie die labile Gleichgewichtslage in der Mitte des Winkels nmn' hinter sich haben, der neuen Lage $m'n$ mit beschleunigter Bewegung zu streben und dieselbe entweder ganz überschreiten, oder nach einigen Vibrationen in ihr verharren. Aus der Stellung nm in die Stellung nm' kann aber die Ueberführung auf verschiedenem Wege geschehen und hiermit scheint die Möglichkeit des Auftretens von Zwillinglamellen in Gleitflächen, welche mit der Richtung des Drucks erhebliche Winkel bilden, zusammenzuhängen; der einfachste und kürzeste Weg ist aber der im

Hauptschnitt, und man wird daher sagen können, daß für die mit einer Kante AD parallele und zum Hauptschnitt AC senkrechte Gleitfläche, die Richtung DA von der spitzen Rhomboëdercke zur stumpfen, die Richtung der leichtesten Verschiebung sey.

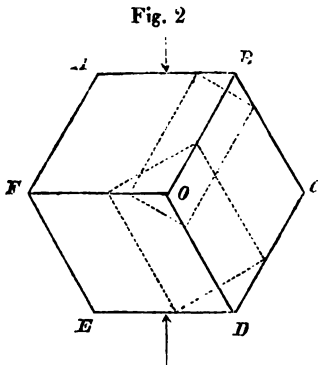
Die Körnerprobe giebt am Kalkspath ein artiges Resultat: man erhält als Schlagfigur constant ein gleichschenkliges Dreieck, dessen Schenkel parallel sind den Seiten der angeschlagenen Rhombenfläche und dessen Basis immer der stumpfen Ecke zugewendet ist; das Dreieck ist gestreift parallel der großen Diagonale des Rhombus. Wahrscheinlich setzt hier die längs zwei Rhomboëderflächen einsinkende Körnerspitze den der Dreiecksbasis parallelen Gleitbruch in's Spiel.

Tübingen, 7. April 1867.

Im Nachfolgenden werde ich mir erlauben einige Zusätze und Bemerkungen mitzutheilen, die sich mir unterdessen dargeboten haben.

1. Die Zwillinglamellen im *Kalkspath* werden am Leichtesten durch die zuerst von Pfaff angewandte Methode

des Pressens erhalten. In Fig. 2 sey FOC der Hauptschnitt eines Rhomboëders: parallel demselben werden längs AB und DE kleine Flächen angefeilt und der Krystall in einer Presse mit parallelen Backen, in einer Hobelbank oder selbst im Schraubstock, immer unter Anwendung einer Zwischenlage von Carton, einem langsam gesteigerten Druck ausgesetzt. Die mit BD parallelen Pressungen zerlegen sich nach den Richtungen BO und DO und veranlassen die Entstehung der Zwillinglamellen, die in der Figur durch punktirte Linien angedeutet sind. Parallel der Kante OF können hierbei aus nahe-



Parallel der Kante OF können hierbei aus nahe-

liegendem Grunde keine Lamellen entstehen. Bei fortgesetztem Pressen treten immer neue Lamellen auf, die Umstellung der Moleküle geht mit unbegreiflicher Leichtigkeit vor sich, und doch wird, trotz der erheblichen so entstandenen Deformation, die Dichtigkeit der Substanz nicht geändert. — Einmal habe ich beobachtet, daß ein Durchgang, der eben anfang sichtbar zu werden, beim Nachlassen der Presse spurlos wieder verschwand. Ohne Zweifel hatten hierbei die Moleküle mn (Fig. 1) die labile Stellung in der Mitte des Winkels nmn' noch nicht erreicht und kehrten in die alte Gleichgewichtslage zurück.

2. Das Spalten des *Steinsalzes* erfordert eine gewisse Uebung. Als Hauptregel gilt, daß man das Spalten nie auf harter Unterlage, sondern wo möglich in freier Hand vornehmen soll. Mit einer Laubsäge wird, einer Würfelkante parallel, ein etwa millimetertiefer Strich eingesägt, an den Kanten etwas tiefer, und nun der breite und scharfe Meißel mit Daumen und Zeigfinger in den Strich gedrückt, während die übrigen Finger derselben Hand den Krystall halten oder gegen den Leib andrücken; ein kurzer Schlag auf den Meißel giebt dann, gewöhnlich ohne Zertrümmerung, die schönsten Brüche. Ohne viel Sorgfalt erhält man so Säulchen von 70^{mm} Länge bei einer Dicke von nur 5 bis 6^{mm}.

An reinen Spaltstücken habe ich nun eine Beobachtung gemacht, die mir von besonderem Interesse zu seyn scheint: zwei Paare der Flächen haben sehr gewöhnlich eine Streifung parallel einer gewissen Würfelkante, während das dritte Flächenpaar ein System von sich kreuzenden Streifen unter 45° gegen die Kanten darbietet; bei dieser letzteren Doppelstreifung ist dann gewöhnlich die eine stärker ausgeprägt als die andere darauf senkrechte. So viel ich habe sehen können, folgen die durch Stauchen und Biegen entstandenen, im Polarisations-Instrumente sichtbaren Verschiebungstreifen, vorzugsweise der stärker ausgeprägten Streifung, so daß man selbst bei einer geraden quadratischen Säule zum Voraus das Flächenpaar bestimmen kann, durch

welches man das polarisirte Licht leiten muß, um jene Streifen in der gestauchten Säule zu sehen; denn durch das andere Flächenpaar ist fast Nichts zu bemerken.

Aus Stücken mit natürlich gekrümmten Flächen erhält man durch weiteres Schlagen auch gekrümmte Säulen, in welche jedoch von Doppelbrechung keine Spur zu bemerken ist. Die cylindrisch gekrümmten Säulenflächen haben dann die Streifung senkrecht zur Säulenaxe, während die mehr ebenen Seitenflächen die dodekaëdrische Streifung zeigen. Ohne Zweifel hängt die Orientirung der letzteren Streifung zusammen mit der Stellung, welche das betreffende Stück im Steinsalzlager selbst einnahm; ehe aber in dieser Beziehung durch eigene oder anderweitige Beobachtungen an Ort und Stelle ein fester Anhaltspunkt gewonnen ist, möchte ich meine Vermuthungen über den Grund dieser Erscheinungen zurückhalten und nur noch bemerken, daß mir an Stücken, welche keine Dodekaëderstreifen zeigten, häufig ein gehämmerter Zustand der Schlagflächen aufgefallen ist, der dann ziemlich gleichförmig auf allen Flächen erschien.

Kürzere gerade quadratische Säulen von etwa 30^{mm} Länge und 8^{mm} Dicke zeigen nach dem Stauchen durch ein Flächenpaar hindurch Dodekaëderstreifen im Polarisations-Instrument, in welchen man mit der empfindlichen Gypsplatte oft einen regelmässigen Wechsel von Verdichtung und Verdünnung erkennt; es ist daher denkbar, daß die Dichtigkeit des Steinsalzes nicht erheblich geändert wird.

In Betreff des oben erwähnten Durchbohrens von Steinsalzplatten habe ich später gefunden, daß keine besondere Subtilität nöthig ist; die Drehbank oder eine durch einen Bogen in abwechselnde Rotation versetzte Bohrmaschine kann recht gut hierzu dienen. Die Ausdehnung und Schönheit der Sternfigur läßt sich durch Aufreiben mit einer runden Feile noch vergrößern; nur muß man die Feile, entgegengesetzt den durch die Feilenhiebe bestimmten Schraubenlinien, unter mäßigem Drucke drehen und häufig mit einer scharfen Bürste reinigen.

3. Im Angesicht der Thatsache, daß es möglich ist,

feste und harte Krystalle durch mechanischen Druck sehr erheblich zu deformiren, ohne dafs dabei der Zusammenhang aufgehoben wird, hat sich mir vor Kurzem die Frage aufgedrungen, ob nicht die für das Verständniß der *Gletscherbewegung* so wichtige Erscheinung der Plasticität des Eises, wenigstens zu einem guten Theile, mit Gleitflächen in der krystallinischen Eismasse zusammenhängen könnte. Bekanntlich wird in der modernen, von Tyndall begründeten Theorie der Gletscher jene prägnante Eigenschaft des Eises auf ein inneres Brechen und Wiedergefrieren zurückgeführt, und gewifs wird jede fernere Theorie dieses Element als einen sehr wesentlichen Theil mit Nothwendigkeit enthalten. Aber erschöpft ist damit die Aufgabe wohl noch nicht, und wenn ich schon jetzt, ehe ich irgend erhebliche Gründe für die Existenz von Gleitflächen im Eise beizubringen im Stande bin, diesen Gegenstand berühre, so geschieht es in der Absicht, recht viele Beobachter zu Versuchen am Eise im herrschenden Winter zu veranlassen. Ich selber habe in diesen Annalen (Bd. CXXI, S. 573) einen kleinen Anfang in dieser Richtung gemacht und möchte mir erlauben, auf den S. 577 beschriebenen Versuch zurückzukommen. Eine Eislamelle, mit den Enden aufliegend und in der Mitte belastet, erfährt eine starke bleibende Durchbiegung. Die Erklärung, die ich hieran im Sinne der Regelation gegeben habe, möchte ich jetzt nicht mehr festhalten; es scheint mir viel naturgemäßer anzunehmen, dafs die Lamelle hätte brechen müssen, wenn auch der kleinste Rifs wirklich entstanden wäre, denn zwischen Reissen und Wiedergefrieren wird doch wohl eine, wenn auch kurze Zeit verfließen. Die Durchbiegung der Lamelle möchte ich jetzt vielmehr mit einer Umstellung der Moleküle des starren Eises längs Flächen kleinsten Widerstandes in Zusammenhang bringen; in wie weit aber diese Vorstellung zulässig ist: das können nur Versuche lehren, die darauf abzielen, die noch völlig unbekannte Structur des Eises zu erforschen.

Tübingen, 24. October 1867.

VI. Ueber einige Verbindungen des Titanchlorids; von Rudolph Weber.

Das Titanchlorid vereinigt sich mit mehreren Chloriden zu einer Reihe von Körpern, welche den correspondirenden Zinnverbindungen sehr ähnlich sind. Einige bisher noch nicht untersuchte Glieder dieser Reihe sollen nachstehend beschrieben werden.

Titanchlorid und Phosphorsuperchlorid.

Dieser Körper bildet sich beim Erhitzen eines Gemisches von Chlortitan und Phosphorsuperchlorid. Ein großer Theil der Chloride bleibt aber unverbunden, und deshalb ist dieser Weg zur Darstellung der Verbindung nicht geeignet. Dieselbe entsteht auch, wenn der gemischte Dampf beider Chloride ein erhitztes Glasrohr durchstreicht. Im reinen Zustande erhält man sie am leichtesten nach folgendem Verfahren: Auf ein in einem Kölbchen befindliches Gemisch von Chlortitan und Phosphorchlortir (PCl_3) läßt man trocknes Chlor einwirken. Dasselbe wird unter Erwärmung absorbiert; es entsteht Phosphorsuperchlorid, und dieses vereinigt sich im Bildungsmomente mit Chlortitan. Zweckmäßig ist es, einen Ueberschuß von Chlortitan anzuwenden, weil letzteres von der erzeugten Verbindung leicht durch gelindes Erhitzen derselben im Chlorstrome getrennt werden kann, während die Beseitigung des überschüssigen Phosphorchlorides nicht vollständig gelingt.

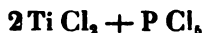
Die auf diese Weise bereitete Verbindung ist eine lockere, gelb gefärbte Masse. Beim Erhitzen verflüchtigt sie sich, ohne vorher zu schmelzen. Ihre Dämpfe condensiren zu einem gelben Pulver. Wahrscheinlich tritt beim Erhitzen eine Zersetzung und beim Erkalten des Dampfes eine Regenerirung der Verbindung ein. Sie zieht an der Luft rasch Feuchtigkeit an, löst sich in verdünnten Säuren zu einer klaren Flüssigkeit auf, aus welcher nach einiger Zeit ein gelatinöser Niederschlag sich absetzt.

Für die Analyse wurde eine gewogene Menge der Substanz mit dem Glasröhrchen in eine verdünnte Salpetersäure enthaltende Flasche gebracht, die Flasche wurde schnell verschlossen und die Substanz in der Säure gelöst. Zur Ermittlung des Gehaltes an Chlor wurde die Lösung mit Ammoniak versetzt und aus dem angesäuerten Filtrate das Chlor durch Silberlösung gefällt. Die Phosphorsäure wurde, aber nicht vollständig auf die Weise abgeschieden, daß die Auflösung der Substanz mit überschüssigem kohlensauren Natron gekocht und aus dem zuerst angesäuerten, dann mit Ammoniak vermischten Filtrate diese Säure durch Magnesia-mixtur gefällt wurde. Dieses Verfahren ergab bezüglich des Chlors genaue Resultate; dagegen wurde nicht die ganze Menge der Phosphorsäure erhalten; ein Theil derselben wurde von der Titansäure zurückgehalten.

Nach obiger Methode wurden folgende Zahlenwerthe ermittelt:

Substanz	Chlorsilber	Chlor in Proc.
0,778	2,515	80,00
0,836	2,705	80,03
Substanz	phosphors. Magnesia	Phosphor in Proc.
0,800	0,205	7,33
0,580	0,148	7,30.

Hiernach wird die Zusammensetzung dieses Körpers durch die Formel:



repräsentirt, nach welcher die Menge der Bestandtheile sich folgendermassen berechnet:

Chlor	79,51
Phosphor	7,97
Titan	12,52
	<u>100,00.</u>

Titanchlorid und Phosphorächlorid.

Diese Verbindung bildet sich direct und scheidet sich krystallisirt aus, wenn Phosphorächlorid in Chlortitan ge-

tröpfelt wird. Man beseitigt den Ueberschufs von Titanchlorid, indem man das Gemisch gelinde, bis alles geschmolzen ist, erhitzt, es dann langsam erkalten läßt und die Flüssigkeit von den Krystallen abgießt.

Die Verbindung ist farblos, krystallisirt, leicht schmelzbar. An der Luft verändert sie sich rasch, zieht leicht Feuchtigkeit an. Ihre Zusammensetzung wurde wie die der vorigen Verbindung durch Bestimmung des Gehaltes an Chlor und an Phosphor ermittelt, wobei sich folgende Resultate ergaben:

Substanz	Chlorsilber	Chlor in Proc.
0,871	2,502	71,04
1,042	2,997	71,11
Substanz	phosphors. Magnesia	Phosphor in Proc.
0,756	0,223	8,43
0,836	0,247	8,45

Die Zusammensetzung dieses Körpers wird durch die Formel:



ausgedrückt, nach welcher sich die Menge der Bestandtheile folgendermaßen berechnet:

Chlor	71,66
Phosphor	9,23
Titan	14,51
Sauerstoff	4,60
	<hr/> 100,00.

Titanchlorid und Chlorschwefel.

H. Rose ¹⁾ hat durch Einwirkung von Chlor auf Schwefeltitan, Ti S_2 , einen aus Titan, Chlor und Schwefel bestehenden Körper erhalten, dessen Zusammensetzung aber von ihm als nicht constant befunden wurde. Die Menge des Schwefels variirte zwischen den Gränzen 9,0 Proc. und 3,7 Proc. Unzweifelhaft war der von H. Rose analysirte Körper ein Gemisch verschiedener Substanzen.

Die Verbindung von Titanchlorid und Chlorschwefel

1) *Pogg. Ann.* Bd. 42, S. 527.

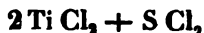
erhält man in reinem Zustande und von vollkommen constanter Zusammensetzung in folgender Weise: Auf ein in einem Kölbchen befindliches Gemisch von Chlortitan und Chlorschwefel läßt man trocknes Chlor einwirken. Das Gas wird leicht aufgenommen, und es wird ein gelber Körper gebildet, welcher von überschüssigem Chlortitan oder von Chlorschwefel, je nachdem der eine oder der andere Körper vorwaldet, durchfeuchtet ist. Das Produkt wird in ein weites, an beiden Enden offenes Glasrohr, welches mit einem Chlorapparate in Verbindung steht, gebracht und im Chlorstrom sehr gelinde erhitzt. Hierdurch wird der Ueberschuß der anhaftenden Flüssigkeit beseitigt und so der Körper isolirt.

Derselbe ist ein lockeres, schwefelgelb gefärbtes Pulver, ist an feuchter Luft zerfließlich und in verdünnter Salpetersäure unter Bildung von Schwefelsäure, Titansäure und Salzsäure leicht auflöslich. Durch Erhitzen wird die Verbindung zerlegt. Wird sie in einer zugeschmolzenen Röhre erhitzt, so regenerirt sie sich größtentheils wieder.

Zur Feststellung der Zusammensetzung des Körpers wurde die Menge sämtlicher Bestandtheile desselben ermittelt. Aus der mit verdünnter Salpetersäure in einem zugestöpselten Glase bereiteten Auflösung der gewogenen Substanz wurde durch Ammoniak die Titansäure gefällt und im Filtrat entweder Chlor oder Schwefelsäure in bekannter Weise bestimmt. Es ergaben sich folgende Werthe:

Substanz	Titans.	Titan in Proc.	Chlorsilber	Chlor in Proc.
0,808	0,241	18,24	2,490	76,21
1,097	0,320	17,85	3,360	75,74
			schwefels.	Schwefel
dito	dito	dito	Baryt	in Proc.
0,622	0,186	18,30	0,268	5,96
0,835	0,248	18,17	0,348	5,62.

Hiernach läßt sich die Zusammensetzung dieses Körpers durch die Formel:



ausdrücken, nach welcher die Menge der Bestandtheile sich folgendermaßen berechnet:

Chlor	76,16
Schwefel	5,75
Titan	18,09
	100,00.

Die Verbindungen des Chlorzinns mit Phosphorsuperchlorid, $2\text{SnCl}_2 + \text{PCl}_5$, und mit dem Acichloride, $2\text{SnCl}_2 + \text{PCl}_3\text{O}_2$, haben eine den Titanverbindungen analoge Zusammensetzung. In der Zusammensetzung der Chlorschwefelverbindungen jener Chloride findet eine Abweichung statt, denn in der Zinnverbindung, $\text{SnCl}_2 + 2\text{SCl}_2$, ist das Verhältniß der Zahl der Atome von Schwefel und Metall ein anderes, als in der eben beschriebenen Titanverbindung.

Eine der Zinnverbindung analog zusammengesetzte Titanverbindung konnte nicht erhalten werden.

VII. *Ueber die elektromotorische Kraft der Gasbatterie und die voltasche Polarisation;* von *W. Reetz.*

Herr Gaugain¹⁾ hat vor Kurzem die Ergebnisse seiner Untersuchungen über den Grund und den Ort der Elektricitätserrregung in der Grove'schen Gasbatterie bekannt gemacht, welche mit den von mir²⁾ früher über denselben Gegenstand mitgetheilten Angaben zum Theil zusammenfallen, zum Theil über dieselben hinausgehen, zum Theil ihnen widersprechen. Bei der Anstellung seiner Versuche hat Hr. Gaugain wahrscheinlich die Bemerkungen nicht gekannt, mit denen Hr. de la Rive³⁾ die Abhandlung Grove's über

1) *Comptes rendus* 25 févr. 67; *Institut N.* 1790, p. 66.*

2) Diese *Annalen* Bd. LXXVII, S. 498* (1848).

3) *Arch. de l'Électricité* T. III, p. 525.*

die Gasbatterie in den *Archives de l'Electricité* begleitetete, und daraus hat Hr. de la Rive ¹⁾ Veranlassung genommen, in einer Notiz seine Ansichten über die Gasbatterie auszusprechen. Dabei aber sind ihm wieder meine oben erwähnten Untersuchungen nicht gegenwärtig gewesen, wiewohl dieselben in die *Archives des sciences physiques et naturelles* aufgenommen worden waren ²⁾. Ich erlaube mir deshalb auch, auf meine Versuche zurückzukommen, und dieselben mit den von Hrn. Gaugain angestellten zu vergleichen.

Hr. Gaugain sagt: »Ich habe mich einer, von den bisher angewandten, ganz verschiedenen Beobachtungsmethode bedient. Ich habe nur mit einem einzelnen Paare mit einem Male operirt, und, statt die Intensität des in Circulation gesetzten Stromes zu messen, habe ich direct durch die Oppositionsmethode die entwickelte elektromotorische Kraft gemessen.« Aber ganz dasselbe habe ich neunzehn Jahre früher gethan, mit dem einzigen Unterschiede, daß ich mich nicht der Oppositions-, sondern der Compensationsmethode bediente. Ohne auf die Vorzüge der letzteren vor der ersteren hier zurückkommen zu wollen, wird es doch wohl erlaubt seyn, zu behaupten, daß nach der Compositions-methode ausgeführte Messungen kein geringeres Vertrauen verdienen, als die nach der Oppositionsmethode angestellten. Hr. Gaugain irrt daher, wenn er sein Verfahren für neu hält. In der That ist denn auch die Größe der elektromotorischen Kraft des Wasserstoffs (um mich dieses wohl nicht mißzuverstehenden abgekürzten Ausdrucks zu bedienen) von uns beiden nahezu gleich groß gefunden worden, Hr. Gaugain giebt an, daß die elektromotorische Kraft eines Daniell'schen Elementes = 193, die des Wasserstoffs = 155 seiner Einheiten sey. Setzt man die Kraft der Daniell'schen Kette $D = 100$, so erhält man $Pt_H = 80,3$. Aus meinen Beobachtungen, welche Hr. Wiedemann ³⁾ auf

1) *Arch. des sciences physiques et naturelles* T. XX, p. 262; * *Institut* N. 1740, p. 151. *

2) *Arch. des sciences physiques et naturelles* T. XII, p. 285.

3) Wiedemann, *Lehrbuch des Galvanometers* Bd. I, S. 241. *

die selbe Einheit übertragen hat, geht hervor $Pt_{44} = 81,4$. Wenn dagegen Hr. Gaugain gar keinen Unterschied fand, ob die andere Platte der Gasbatterie von der Flüssigkeit, oder von Luft, oder von Sauerstoff umgeben seyn möchte, so kann ich mir das nur daraus erklären, daß seine Platinplatten nicht so vollständig von jeder Spur fremder Gase befreit worden waren, wie die meinigen. Für die mit Wasserstoff bekleidete Platte ist das wegen der, schon von Matteucci¹⁾ hervorgehobenen, überwiegenden Wirkung dieses Gases ziemlich gleichgültig. Dagegen muß die Platte, an der man die erregende Kraft des Sauerstoffs beobachten will, aufs Sorgfältigste von adhärender Luft befreit seyn. Der Satz, zu dem mich meine Versuche geführt hatten: »der Sauerstoff trägt auch unmittelbar zur Elektricitäts-erregung bei, aber freilich viel weniger, als der Wasserstoff« hat übrigens auch Hrn. de la Rive's Zustimmung gefunden. Hr. Gaugain dagegen, der kein anderes Gas als wirksam anerkannt als den Wasserstoff, gelangt zu einem anderen Satze: »die elektromotorische Kraft der Gasbatterie ist lediglich der Verwandtschaft zuzuschreiben, mit welcher der Sauerstoff des Wassers und der durch das Platin condensirte Wasserstoff aufeinander einwirken.« Er stimmt in dieser Anschauung mit Hrn. Schönbein²⁾ überein, und betrachtet ebenfalls die Gegenwart des freien Sauerstoffs in der zweiten Röhre der Gasbatterie als nur für die Dauer des Stromes, nicht für dessen Entstehen erforderlich. Jedenfalls bedurfte jener Satz einer Erweiterung, da ja die Gasbatterie statt des Wasserstoffs alle mögliche andere Gase enthalten kann. Man könnte etwa sagen: ein Gas wirkt dadurch elektromotorisch, daß es sich unter katalytischer Mitwirkung des Platins mit einem Elemente des Wassers verbindet. In diesem Sinne könnte man sich die Wirksamkeit der Salzbildner, des Phosphordampfes, ja sogar des Kohlenoxydgases erklären. Daß dieses Gas unter den gegebenen Verhältnissen wirklich auf Kosten des Sauerstoffs im Wasser sich

1) *Comptes rendus T. XVI, p. 846.*

2) *Diese Annalen Bd. LVII, S. 361.**

höher oxydirt, hat schon Hr. Grove¹⁾ bemerkt, und ich habe mich überzeugt, dafs, wenn man kohlenäurefreies Kohlenoxydgas durch Kalkwasser in einem Rohre absperirt, und dann einen platinirten Platinstreifen so in das Rohr schiebt, dafs er zugleich das Kalkwasser und das Gas berührt, sich auf der Oberfläche des ersteren ein weifser Niederschlag bildet. Man könnte ferner anführen, dafs diejenigen Gase, bei denen eine solche directe Einwirkung auf ein Element des Wassers nicht nachweisbar ist, auch nur sehr schwach elektromotorisch wirken. Wie man aber gerade die Wirksamkeit des Wasserstoffes nach diesem Principe erklären will, ist mir völlig unverständlich. Der Wasserstoffverbrauch findet ja erst in Folge des Stromschlusses statt, und kann daher unmöglich die Stromerregung veranlassen. Dazu müfste auch die Affinität des Sauerstoffs im Wasser zum freien Wasserstoff unter Einwirkung des Platins gröfser seyn, als seine Affinität zu dem Wasserstoff, mit welchem er bereits verbunden ist, was man doch wohl nicht beanspruchen wird. Ich sehe in der Gasbatterie nur eine etwas veränderte Form der gewöhnlichen Kette, deren Schema sie sich auch fügt, in der Art, wie es Hr. Wiedemann²⁾ darstellt: Bezeichnen wir die durch den Wasserstoff und Sauerstoff an dem Platin gebildeten Schichten mit Pt_H und Pt_O , so würde beim Einsenken zweier solcher Platinplatten in verdünnte Schwefelsäure die elektromotorische Kraft seyn:



und diese Anschauung ist wohl jetzt auch die allgemeinste. Die Schichten Pt_H und Pt_O spielen dabei ganz die Rolle metallischer Leiter, was schon Hr. Wüllner³⁾ hervorgehoben hat, und auch das von Hrn. Wild⁴⁾ aufgestellte Schema der Gassäule, gegen das ich mich früher ausgesprochen habe⁵⁾, entspricht derselben Anschauungsweise, wenn

1) *Phil. Transact.* 1843; *Arch. de l'Électricité T. III*, p. 506.*

2) Wiedemann, *Lehrb. d. Galvanismus Bd. I*, S. 93.*

3) Wüllner, *Experimentalphysik Bd. II*, S. 841.*

4) *Diese Annalen Bd. CIII*, S. 360.*

5) *Ebendasselbst Bd. CIV*, S. 308.*

man statt der Gase selbst, die man nun doch einmal nicht als Leiter betrachten kann, jene auf den Platinflächen condensirten Gasschichten einführt.

Der zweite Gegenstand, mit dem sich Hr. Gaugain beschäftigt hat, ist der Ort der Electricitätserregung in der Gasbatterie. Er maafs die elektromotorische Kraft eines Elementes, in dem ein jeder der Platindrähte zugleich die Flüssigkeit und das Gas berührte, dann senkte er die Drähte, bis deren Contact mit den Gasen gänzlich aufgehoben war, und maafs die elektromotorische Kraft wieder. Sie wurde in beiden Fällen ganz gleich gefunden. Er schließt hieraus, daß das Platin nur auf die schon aufgelösten Gase wirke, und daß die Glaslocken nur als Behälter betrachtet werden müssen, welche dazu dienen, die Lösungen, die sie bedecken, im Sättigungszustande zu erhalten. Herr de la Rive fügt hierzu ausdrücklich hinzu: »Herr Gaugain bemerkt mit Recht, und er ist der Erste gewesen, der diese Bemerkung gemacht hat, daß es nicht nöthig ist, daß jede Elektrode der Gasbatterie zugleich mit einem der Gase und der Flüssigkeit im Contact sey, wie Hr. Grove angegeben hatte.« Hiergegen muß ich einwenden, daß ich¹⁾ mich über den von Grove aufgestellten Satz so ausgesprochen habe: »Mir scheint dieser Satz nicht allgemein hingestellt werden zu dürfen. Für Gase, welche vom Wasser stark absorbirt werden, wie Chlor, ist er gewiß nicht richtig, ja ich fand an der Wasserstoff-Chlor-Kette die elektromotorische Kraft immer am größten, wenn das ganze in die Röhre gegebene Chlor vollständig absorbirt (luftfrei) war. Für die anderen Gase gilt gewiß dasselbe, nur in geringerem Grade, besonders, wenn man die Kette zur Untersuchung der Stromstärke länger als momentan schließt. Die geringen Gasmengen, welche die Leitungsflüssigkeit aufgelöst hat, werden sehr schnell durch die elektrolytisch entwickelten Gase verbraucht, und die Flüssigkeit vermag nicht, durch ihre ganze Masse schnell genug neues Gas zu absorbiren.« Ich habe dann einen Versuch mitgetheilt, bei

1) Diese Annalen LXXVII, S. 505.*

welchem der obere Theil der Platinplatten mit Lack bedeckt war. Nur der oberste Theil der Röhren wurde mit Gas gefüllt. Die unbedeckten Platinflächen berührten daher die Gase gar nicht. Die elektromotorische Kraft eines so eingerichteten Sauerstoff-Wasserstoff-Elementes fand ich ($D=100$ gesetzt) = 63,6. Ich suchte den Hauptgrund dafür, daß diese Zahl kleiner ausfiel, als die bei der gewöhnlichen Einrichtung der Gasbatterie gefundene, darin, daß die (ausgekochte) Leitungsflüssigkeit, welche in der Hitze zu wenig Gas aufgenommen haben würde, bei ihrer Abkühlung nicht nur von oben her Wasserstoff, sondern auch von unten her Luft absorbirte. Wenn dem gegenüber Hr. Gaugain wirklich die elektromotorische Kraft in beiden Fällen gleich groß fand, so erkläre ich mir das daraus, daß bei seiner Art zu experimentiren die Drähte zuerst wirklich mit den Gasen in Berührung waren, und dann, als sie zurückgezogen wurden, ihre condensirten Gasschichten mit in die Flüssigkeit nahmen, während bei meinen Versuchen die Gase gar nicht anders, als durch die Flüssigkeit hindurch an die Platinplatten gelangen konnten. Versuche, welche ich neuerdings mit einem ganz wie bei meinen früheren Untersuchungen eingerichteten Gaselemente angestellt habe, haben mir denn auch ganz entsprechende Resultate geliefert. Ich füllte die eine Röhre so mit Wasserstoff, daß das Platin gleichzeitig vom Gas und von der Flüssigkeit berührt wurde, die andere ebenfalls mit Wasserstoff, aber nur so, daß die freie Platinfläche ganz von der Flüssigkeit bedeckt blieb. Die Kraft dieses Elementes sank keineswegs auf Null herab; auch noch nach 12 Stunden überwog die Wirkung des Gases in der ersten Röhre, wenn man die Kette, welche natürlich während dieser Zeit geöffnet stehen geblieben war, momentan schloß. Noch auffallender, als beim Wasserstoffgas, zeigt sich die vortheilhafte Wirkung der gleichzeitigen Berührung des Metalles mit Flüssigkeit und Gas, wenn man ein in Wasser schwerer lösliches Gas, z. B. Kohlenoxydgas, anwendet. Wurde in die eine Röhre gar kein Gas gegeben, in die andere

nur so viel Kohlenoxydgas, dafs nur der isolirte Theil der Platte davon bedeckt war, so entstand nur sehr allmählich eine elektromotorische Erregung. Blieb das Gas 12 Stunden lang in der Röhre, und wurde nun in die andere Röhre so viel Kohlenoxydgas gegeben, dafs eben eine noch so kleine unbedeckte Platinfläche von ihm berührt wurde, so zeigte das Galvanometer schnell einen kräftigen Strom an, in welchem die vom Gase berührte Platte die maassgebende war. Ich mufs, demnach einerseits bemerken, dafs ich schon neunzehn Jahre früher als Hr. Gaugain darauf hingewiesen habe, dafs der von Hrn. Grove aufgestellte Satz nicht haltbar sey, dafs ich aber andererseits auch heute noch darauf beharren mufs dafs bei solchen Gasen, welche nicht lebhaft vom Wasser absorbirt werden, die Kraft der Combination überwiegt, wenn die von Hrn. Grove angegebene Bedingung eingehalten wird. Bleibt die Kette längere Zeit hindurch geschlossen, so ist das aus dem früher von mir entwickelten Grunde in noch höherem Maafse der Fall, und deshalb hatte Hr. Symons ¹⁾ gewifs Recht, wenn er die gemeinschaftliche Berührungsstelle zwischen Metall, Flüssigkeit und Gas möglichst zu vergrößern vorschlug.

In einer noch jüngeren Mittheilung ²⁾ hat Hr. Gaugain sich mit der Gröfse der Polarisation beschäftigt, welche eine jede der beiden Platinelektroden bei der Zersetzung von verdünnter Schwefelsäure erfährt. Er kennt hierbei wieder nur, und zwar offenbar sehr unvollständig, die Arbeiten von Poggendorff und von Lenz und Saveljew, während ihm die von Svanberg und mir angestellten Messungen unbekannt sind. Er unternimmt daher neue Messungen, bei denen eine jede der polarisirten Platten mit einer neutralen Platinplatte combinirt, und die elektromotorische Kraft dieser Combination nach der Methode der Opposition bestimmt wird. Ganz natürlich fallen die so erhaltenen Werthe ebenso zu klein aus, wie der Werth, den Hr. Gaugain

1) *Repert. of the Brit. Association* 1853 (2) p. 56.*

2) *Compt. rendus* 9 Sept. 67; Institut N. 1758, S. 611.*

früher ¹⁾ für die gesammte Polarisation nach der Oppositionsmethode erhalten hatte. Die Geschichte dieser directen Bestimmungen der Polarisationsgröße ist in Kurzem folgende: Hr. Poggendorff ²⁾ gab im Jahre 1844 den Weg an, um durch die Compensationsmethode die Größe der Polarisation mit der elektromotorischen Kraft einer constanten Kette zu vergleichen, sprach aber aus, daß er nach dieser Methode kleinere Werthe für die Polarisation erhalten habe, als nach jeder anderen. Ich selbst ³⁾ habe im Jahre 1850 nach der Compensationsmethode angestellte Messungen der Polarisation veröffentlicht, denselben aber nur einen relativen Werth beigelegt, indem ich die Bemerkung hinzufügte: »die Polarisation wird nicht während sie entsteht, sondern kurze Zeit nach Oeffnung des polarisirenden Stromes gemessen, und daher bekommt man nicht die Polarisationsmaxima, sondern Werthe, welche zugleich von der Haltbarkeit der Polarisation abhängig sind«. Trotzdem hat Hr. Gaugain die Oppositionsmethode im Jahre 1855 benutzt, um die Gesamtpolarisation und gegenwärtig, um die Polarisation der einzelnen Elektroden zu messen, so daß also diese Messungen offenbar derselbe Vorwurf trifft, welchen ich den meinigen gemacht hatte. In der That, vergleicht man die von den verschiedenen Physikern gefundenen Werthe der Gesamtpolarisation, wie sie Hr. Wiedemann ⁴⁾ zusammengestellt hat, so erscheint der von Hrn. Gaugain angegebene auffallend klein. Neben Zahlen wie 2,33; 2,56; 2,14; 2,12; 2,47; 2,33 (die Kraft $D = 1$ gesetzt) tritt die hier angegebene 1,97 sehr zurück; ja sie wird sogar noch etwas kleiner, da die zur Ueberrechnung benutzte Zahl 178 nicht die Kraft der Daniell'schen Kette, sondern die einer gewöhnlichen Kupferzinkkette mit einer Leitungsflüssigkeit darstellt. Werden die Angaben ⁵⁾ benutzt, daß die Polarisation in

1) *Comptes rendus T. XLI*, p. 1166; vergl. Fortschritte der Physik 1855, S. 438.

2) Diese Ann. Bd. LXI, S. 611.*

3) Diese Ann. Bd. LXXIX, S. 108.*

4) Wiedemann, Lehrbuch des Galvanismus I, S. 475.*

5) *Institut N. 1730*, p. 66 und *N. 1758*, p. 289.*

der Einheit, in welcher $D = 193$ ist, $= 352$ gefunden werden sey, so ergibt sich für $D = 1$ nur $p(H + O) = 1,92$. Ich hatte nach der ähnlichen, von mir selbst als mangelhaft anerkannten Methode ebenfalls eine sehr kleine, aber doch nicht so kleine Zahl erhalten, nämlich 2,06. An Drähten sollte die Polarisation noch größer seyn, als an Platten. Hr. Buff¹⁾ findet sie im Maximum $= 1,05$ Bunsen, also $= 3,46$ Daniell.

Aus den von Hrn. Gaugain weiter nach der Oppositionsmethode erhaltenen Zahlen geht dann hervor

$$p(H) = 0,81 \text{ und } p(O) = 1,00,$$

wonach in der That wieder $p(H + O) = p(H) + p(O)$ wird. Hierneben erscheinen wieder die von anderen Beobachtern gefundenen Werthe sehr groß. Es ist nämlich²⁾

nach Poggendorff	1,16	1,16
„ Lenz und Saveljew	1,16	1,11
„ Svanberg	1,15	1,16
„ Beetz	1,15	—

Hiernach darf man die von Hrn. Gaugain gefundenen Zahlen wohl mit Gewissheit als zu klein bezeichnen, wie es seine ebenso wenig neue, als zweckmäßige Methode auch nicht anders erwarten läßt.

Erlangen, im October 1867.

1) Diese Annalen Bd. CXXX, S. 342.*

2) Einige dieser Zahlen weichen von denen, welche Hr. Wiedemann a. a. O. mittheilt, ein wenig ab. Ich habe nämlich zur Ueberrechnung der Svanberg'schen Beobachtungen den Werth $D = 15,45$ genommen, da, wie ich früher gezeigt habe (diese Annalen Bd. LXXVIII, S. 40) die Zahl 14,45 auf einem Verschen beruht. Von meinen Messungen (diese Annalen XC, S. 63) war die eine unter der Voraussetzung gemacht, daß amalgamirtes Zink in verdünnter Schwefelsäure, die andere unter der, daß es in concentrirter Zinkvitriollösung nicht polarisirt werde. Da sich nach Hrn. du Bois-Reymond's Versuchen nur die letztere Annahme vollständig bewährt hat, so habe ich auch nur den zweiten Versuch in Rechnung gezogen.

VIII. *Foucault's Gyroskop; vereinfacht und verbessert von Dr. E. C. O. Neumann in Dresden.*

Die Thatsache, daß die Lage der Umdrehungsebene eines in seinem Schwerpunkte aufgehängenen und um seine Axe rotirenden Körpers unveränderlich bleibt, veranlaßte Foucault einen kleinen überall leicht aufstellbaren Apparat, sein Gyroskop, zu construiren, um daran die Axendrehung der Erde nachzuweisen.

Er wendete dazu einen kreisrunden metallenen Ring von beiläufig 4 bis 5 Zoll Durchmesser an, der gleichsam einen starken Wulst an dem Rande einer Metallscheibe bildete, die in ihrer Mitte genau senkrecht auf einer Metallaxe befestigt war.

Mit dieser Axe, welche in stählernen Spitzen endigte, wurde dieser Ring durch zwei Schrauben leicht zwischen einen starken Metallreifen gespannt, so daß ersterer nur mit sehr geringer Reibung um seine Axe bewegt werden konnte.

Der Umstand nun, daß, um dem Ringe die höchstmögliche Rotationsgeschwindigkeit zu ertheilen, das Ganze mit einem besonderen Räderwerke verbunden werden, und nachdem diese Geschwindigkeit erlangt, wieder davon getrennt und mit den Händen vorsichtig in eine Aufhängevorrichtung gebracht werden muß, verursacht immerhin eine gewisse Unbequemlichkeit und Unsicherheit in der Handhabung des Apparates, ganz abgesehen von dem dadurch bedingten größeren Zeitaufwand, wodurch für das eigentliche Experiment an Zeit verloren geht.

In unserem Apparate ist dagegen das Räderwerk mit der Aufhängevorrichtung auf nachher zu beschreibende Weise so verbunden, daß der Ring im Wesentlichen seine ursprüngliche Lage im Apparate beibehält, also nach der einmal erlangten Rotation nicht erst ab- und besonders in die

Hand genommen zu werden braucht, um ihn mit einer zweiten Vorrichtung zu verbinden. Die Figuren 1 und 2, Taf. VIII werden genügen, diese Construction klar zu machen.

Wir bemerken zunächst wieder eine ähnliche Aufhängevorrichtung, wie sie Foucault anwendete, nur mit dem Unterschiede, daß der Ring oder Rotationskörper A mit seiner Axe mittelst der Schrauben B und B_1 direct in den Aufhängerahmen CD eingespannt ist. In einem Abstände von 15^{mm} (bis 30^{mm}) von diesem Rahmen und parallel zu ihm ist die Gabel FG fest auf dem Gestelle des Apparates aufgeschraubt, und trägt die drei Schrauben H, H_1, H_2 in der hier angegebenen Lage. Diese Schrauben haben einen doppelten Zweck: einmal sollen sie den Rahmen CD , somit den Ring A , sobald der ganze Apparat nicht gebraucht wird, des Schutzes halber festhalten, das andere Mal denselben während seiner Gleichgewichtslage bloß als Stützen dienen, damit A mittelst des Räderwerkes RR_1R_2 in die verlangte Rotation versetzt werden könne. Es sind zu diesem Behufe in den Rahmen durch denselben hindurchgehende Gewinde eingeschnitten, in welche die Schrauben H, H_1, H_2 eingeführt werden können, und unmittelbar darunter kleine konische Vertiefungen (den Enden dieser Schrauben entsprechend), in welchen die ersteren den Rahmen gerade nur berühren müssen, wenn derselbe genau so aufgehängt ist, daß er zugleich mit der Spitze s leicht beweglich in einer in der Richtung des Aufhänge drahtes ab befindlichen Pfanne p ruht. Das bereits erwähnte Räderwerk ist mit einem Gelenke ebenfalls auf dem Boden des Apparates befestigt, und zwar so, daß es beim Gebrauche desselben umgelegt werden, und mit einem der beiden gezahnten Räder r_2 und r_3 , welche zu beiden Seiten von A auf dessen Axe befestigt sind, in Verbindung gesetzt werden kann. Das Räderwerk besteht aus der Kurbel R , den drei gezahnten Rädern: R_1 mit 180, R_2 mit 120 und R_3 mit 96 Zähnen, und aus den beiden Getrieben r und r_1 , jedes mit 12 Zähnen. Da nun jedes der Räder r_2 und r_3 auch 12 Zähne besitzt, so wird A , sobald er in Bewegung

gesetzt wird, bei einmaliger Umdrehung von R 1200 Umdrehungen vollenden, also eine für den Versuch hinreichende Rotationsgeschwindigkeit erlangen.

Nehmen wir nun an, der Apparat sey eben aus seinem Etui genommen, um mit seiner Hülfe die Axendrehung der Erde nachzuweisen. Man stelle zunächst nach einer Magnetonadel den Apparat so auf, daß die Ebene des Rahmens CD mit der des Meridians zusammenfällt; es ist diese Vorsicht nöthig, weil der Ring A nicht erst wie beim Foucault'schen Gyroskop in einem horizontalen Reifen, sondern direct in den Aufhängerahmen gespannt ist. Dann befestige man den Zeiger Z , ziehe mittelst der Schraube E den Aufhängerahm nicht zu straff an, schraube die Schrauben H, H_1, H_2 , mit H_2 anfangend aus dem Rahmen CD heraus, so daß derselbe sammt A nur allein von dem Drahte ab gehalten wird. Hierauf richte man mittelst der drei Stellschrauben K, K_1, K_2 und der Schraube E das Ganze so, daß bei der nöthigen Spannung des Drahtes die Spitze s zugleich genau in die Pfanne p zu stehen kommt. Nachdem dieß geschehen, schraubt man H, H_1, H_2 wieder gegen CD so, daß die in letzterem befindlichen flachkonischen Vertiefungen von den Spitzen der ersteren nur eben ausgefüllt, leicht berührt werden, wie Fig. 3, Taf. VIII andeutet, wobei man immer darauf zu achten hat, daß CD eine gegen die Gabel FG parallele Lage erhält, und nicht im Mindesten etwa in der Richtung der Schrauben H usw. mit seiner Spitze s aus der Pfanne p gedrängt wird. Nachdem so der aufgehängte Apparat zugleich an der Gabel gewissermaßen eine feste Rückenlage erhalten hat, wird das Räderwerk aus der aufrechten Lage, in welcher es beim Nichtgebrauche des Apparats durch Anziehen der Schraubenmutter M gehalten wurde, durch vorsichtiges Anlegen an das Prisma P in die in Fig. 2, Taf. VIII dargestellte Lage gebracht, wobei zugleich die Zähne des Rades R_2 in die des Rades r_1 oder r_2 lose eingreifen. Während man nun mit dem Daumen der Linken den Griff Q erfasset, und das Räderwerk fest an das Prisma andrückt, ergreift man mit der Rechten die

Kurbel R , und beginnt allmählig das Räderwerk, und mit diesem den Körper A in Bewegung zu setzen, die Geschwindigkeit mehr und mehr steigend. In dem Momente, wo man meint, den höchsten Grad der Rotationsgeschwindigkeit erlangt zu haben, hebt man mit dem Daumen der Linken bei Q das Räderwerk aus, erfasst so schnell als möglich die Schraube H , und dreht dieselbe sehr weit zurück, um bei H_1 zwischen CD und FG den nöthigen Spielraum zu erhalten, damit die übrigen Theile des Apparats in Folge der Drehung der Erde unabhängig von CD ihre Lage zu diesem ändern können. An der Bewegung der Zeigerspitze in der Richtung des Pfeiles über einen eingetheilten Bogen hin, wird man diese Veränderung noch sicherer wahrnehmen können.

Um den Apparat wieder außer Gebrauch zu setzen, werden zunächst auch die Schrauben H und H_2 etwas zurückgeschraubt, dann mittelst E der Rahmen CD so weit gehoben, bis die in denselben eingeschnittenen Muttern den drei Schrauben H , H_1 , H_2 gerade gegenüber stehen, welche letzteren man dann nur in erstere einzuschrauben braucht, um CD eine feste Lage zu geben. Hierauf nimmt man den Zeiger ab, und setzt den Aufhänge draht außer Spannung. Noch sey erwähnt, daß, um dem Schwerpunkte des aus A und CD bestehenden Systems eine richtige Lage zu geben, der Rahmen CD mit seinen Bohrungen so eingerichtet ist, daß beide Seiten abwechselnd gegen FG gekehrt werden können.

**IX. Zur Spectral-Analyse;
von Dr. Eduard Stieren,**

Tarentum, Alleghany County, Pennsylvanien.

Von einem Bekannten, dem praktischen Arzte Dr. David Alter, in dem etwa sieben englische Meilen von hier entferntliegenden Städtchen Freeport wohnhaft, erhielt ich vor einiger Zeit einen Brief, in welchem sich derselbe in der Kürze über Spectral-Analyse auspricht. — Dr. Alter, welcher schon seit einer langen Reihe von Jahren sich zum Vergnügen — und als scharfsinniger und aufmerksamer Beobachter — mit Experimental-Physik beschäftigt, und es im Schleifen von Linsen, Prismen und dergl. zu einer sehr großen Vollkommenheit und Genauigkeit gebracht, hat mich ersucht, sein an mich gerichtetes Schreiben, so weit dessen Inhalt die Spectral-Analyse anbelangt, ins Deutsche zu übersetzen, und die Uebersetzung in einem Journale Deutschland's zu veröffentlichen; die betreffenden Schriftstellen lauten in der Uebersetzung wie folgt.

»Erst vor Kurzem erhielt ich Professor Kirchhoff's Werk über Spectral-Analyse, in welchem Derselbe eine kurze Zusammenstellung derjenigen Fortschritte liefert, durch welche jene Methode zur Entdeckung des Vorhandenseyns von Elementar-Körpern zu der gegenwärtigen Vollkommenheit gebracht worden ist. Aber in jenem Auszuge vergißt Hr. Kirchhoff jenes gewiß nicht unwichtigen Umstandes Erwähnung zu thun, welcher eine meiner eigenen Entdeckungen betrifft und die, wie ich glaube, ihm schwerlich unbekannt geblieben seyn dürfte, da dieselbe schon im November 1854 in Silliman's amerikanischem Journale, 2. Reihe, Bd. 18, S. 55 bis 57 erschienen ist, und wovon auch ein eine halbe Seite langer Auszug im chemischen Jahresberichte von Liebig und Kopp für 1854, S. 118 sich befindet.

In dieser meiner Abhandlung wurde die Thatsache geliefert, daß alle metallischen Grundstoffe (*elements*) durch

die Lage von deutlichen Bändern in ihren Bildern (*spectra*), hervorgebracht durch den Funken eines unterbrochenen galvanischen Stromes, erkannt werden, wenn das Licht durch ein Prisma gesehen wird.

Ein anderer Artikel von mir befindet sich ebenfalls in demselben Journale, Bd. 19, S. 213 und 214, Mai 1855, und ist unverkürzt in das Pariser Journal »*L'Institut*« Jahrgang 1856, S. 156, und in das Genfer Journal »*Archives des sciences physiques et naturelles*« T. 29, p. 151 übergegangen, so wie ferner auch ein eine Seite langer Auszug in dem chemischen Jahresberichte von Kopp und Will (ehemals Liebig und Kopp) für 1859, S. 107 abgedruckt worden ist.

In diesem zweiten Aufsätze — vom Mai 1855 — habe ich festgestellt (*stated*), daß die Gase durch das Licht des gewöhnlichen elektrischen Funkens ebenso deutlich charakterisirt werden, als es bei den Metallen durch das galvanische Licht der Fall ist, und ich habe auch angegeben, daß auf diese Weise alle Elemente mittelst des Prismas unterschieden werden dürften.

Da diese Beiträge *hier* sehr bekannt und gebührend anerkannt worden, und *auch in Europa* nicht unbekannt geblieben sind, so dürfte es, bei Aufstellung einer historischen Skizze über einen für die Wissenschaft so wichtigen Gegenstand, wie es eben die Spectral-Analyse ist, ganz in der Ordnung seyn, auch die Entdeckungen amerikanischer Experimentatoren nicht gänzlich unberücksichtigt zu lassen, zumal die *erste* Arbeit von Bunsen und Kirchhoff über *Spectral-Analyse* zuerst in den Berichten der Berliner Akademie von 1859, S. 662 erschienen ist, dann in Poggendorff's Annalen (Bd. 109, S. 148 und Bd. 118, S. 94), Dingler's polytechn. Journale, im chemischen Jahresberichte von Kopp und Will für 1859, S. 643, und in verschiedenen anderen Zeitschriften.«

Dr. Alter schreibt ferner:

»Ueberzeugt, daß das elektrische Phänomen in dem Funken und Strome nur durch chemisch-polare Bewegung der Molecüle (in) der Materie verursacht wird, muß man annehmen, daß die Erscheinung der deutlichen Bänder in dem

Spectrum eines Metalles eine enge Verwandtschaft zu der GröÙe der Molecüle und den Gruppen von Molecülen habe, welche als Dampf oder Gas sich befinden, und ihre Polarität mit äußerster Geschwindigkeit wechseln. Aus dieser Thatsache würden wir folgern, daß derselbe Wechsel von Polarität auch in der Flamme stattfinde, allemal wenn diese Bänder erscheinen. Derselbe Wechsel wird nicht mit hinreichender Schnelligkeit statthaben, außer im gasigen Zustande; denn je höher der Zustand von Thätigkeit (*action*) und je geringer die Summe (Betrag, *amount*) von fester oder flüssiger Masse in der Lichtquelle ist, um desto reiner wird das Spectrum mit klaren Bändern seyn, weil nur feste und flüssige Körper ein zusammenhängendes Bild geben; folglich wird das verflüchtigte Metall im elektrischen Kreise (*arc*), als Flamme, die klarsten Bilder jenes Metalls hervorbringen (müssen) und die elektrische Entladung oder Blitz die reinsten Bänder-Elemente der Gase, durch welche er hindurchstreicht, erzeugen, da sie gezwungen sind, das Mittel der Polarisationskraft zu werden.«

Obgleich Dr. Alter in oben niedergelegten Zeilen sich genügend über den beregten Gegenstand expectorirt hat, kann ich dennoch nicht umhin hinzuzufügen, daß ich denselben in seiner Behausung, schon in den Monaten März bis Juni des Jahres 1854, mit denjenigen Versuchen beschäftigt gefunden habe, deren Resultate er im Silliman'schen Journale bekannt gemacht hat, und, wenn ich auch nicht annahmend genug bin, dem Dr. Alter *allein* das Prioritätsrecht für die Spectral-Analyse zuerkennen zu wollen, so halte ich mich doch andrerseits für überzeugt, daß er, wenn auch vielleicht nicht ganz und gar die Bahn zu dieser *neuen* Wissenschaft gebrochen haben dürfte, derselbe dennoch *der Erste* ist, welcher seine darüber gemachten Beobachtungen öffentlich bekannt gemacht hat, und — eben deshalb scheint's *mir* auch ungerecht, daß man Dr. Alter's darüber veröffentlichte Arbeiten nicht der Mühe werth gehalten, weiter zu berücksichtigen.

**X. Ueber die Abbildung von Gypskrystallen;
von Dr. A. Dronke,**

Director d. Gewerbeschule in Coblenz.

Im Allgemeinen haben wir sehr wenige Anhaltspunkte dafür, die Zeit zu bestimmen, die für die Bildung von Krystallen unter natürlichen Verhältnissen nothwendig ist. Da aber für unsere Anschauungen die richtige Kenntniss über diese Verhältnisse von grossem Einflusse ist, so erscheint es doppelt geboten, auf solche Fälle zu achten, in denen man das Alter der Krystalle absolut genau nachzuweisen im Stande ist. Im Nachstehenden soll ein solcher Fall beschrieben werden.

Im Jahre 1828 wurden auf dem nördlich vor der Festung Ehrenbreitstein liegenden Plateau die beiden Aufsenwerke »Pleidténberg« und »Stellenköpfchen« erbaut. Ersteres, östlich von letzterem gelegen, bestand aus einem gewölbten, bombensichern Gebäude, das als Pulvermagazin benutzt wurde, und das von Wall und Graben umgeben war. Die Mauern des Gebäudes ragten noch über den erstern hervor; eingedeckt war dasselbe, wie alle bombenfesten Gebäude der Art, durch eine etwa 5 Fufs hohe Erdschicht; um hierbei das Eindringen des atmosphärischen Niederschlags in das Gebäude zu verhindern, war auf das Gewölbe zunächst eine horizontale Schicht Thon von über 1 Fufs Höhe aufgelegt, auf welchem letztern erst die eigentliche Humusschicht auflag. Dieser Thon war an dem Südwest-Abhange des Stellenköpfchens gegraben worden. Die Grube wurde nur für militärische Zwecke benutzt, der Thon lag zu Tag, unter ihm ist Grauwacke, wie überhaupt diese in der ganzen Gegend die Unterlage für die zahlreich vorkommenden Thonlager bildet. Nach der Eindeckung der verschiedenen Werke wurde die Grube verlassen und ist der Platz mit Sträuchern jetzt bewachsen. Bei der Eindeckung des Thones wird folgendermaassen verfahren: Derselbe wird zunächst mit Wasser angerührt und durchgehetet und hierauf auf

dem Gebäude in dünnen Schichten aufgelegt und mit schweren Stampfern eingestampft. Hätte also der Thon Krystalle irgend welcher Art enthalten — der Thon in der verlassenen Grube enthält keine Spur von einem solchen — so würden sie doch durch die genannten Eindeckungsoperationen jedenfalls zerstört worden seyn.

Als nun im Juli dieses Jahres die Kasematten der beiden Vorwerke verändert (erniedrigt) wurden und deshalb die Erdbedeckung abgeräumt wurde, so fand sich, daß die ganze Thonschicht in allen Richtungen durchsetzt war von einer unendlich großen Anzahl von großen und kleinen Gypskrystallen. Nur wenige derselben waren vollständig ausgebildet (davon mehre von der Länge von über 2 Zoll); die meisten derselben sind nur an der einen Seite vollständig mit allen Flächen versehen; in der Größe variiren sie vom kleinsten Blättchen bis zu der Größe von 2½ Zoll Länge und ¾ Zoll Breite; ein Theil derselben ist ganz durchsichtig und sie würden, falls ihrer mehr wären, für optische Zwecke sich vorzüglich eignen.

Nach den obigen Notizen ist es klar, daß sich diese Krystalle in der verhältnißmäßig ungemein kurzen Periode zwischen Sommer 1828 und 1867, also in 39 Jahren gebildet haben. Welche günstigen Umstände gerade auf der Eindeckung des Pleidtenbergs die Bildung von Krystallen veranlaßt haben, während sich solche in dem Thone der Gruben nicht gebildet haben, ist mir zu bestimmen nicht möglich gewesen.

Der Thon der Grube und der Eindeckung enthält Gyps in zianlicher Quantität, wie dieß die chemische Analyse sofort zeigt. Ob vielleicht die horizontale Lage des Thones, auf dem das durch die Humusschicht durchsickernde Wasser stehen blieb, Einfluß hatte, oder ob die chemische Beschaffenheit der auf dem Thon aufliegenden Erdschicht, von der eine Probe nicht mehr zu erhalten war, da sie bereits bei Auffindung der Krystalle gänzlich bei Seite geschafft war, auf die Bildung einwirkte, konnte nicht bestimmt werden. Eine quantitative Bestimmung des Gyps-

gehaltenes des Thons im Lager und von der Eindeckung konnte einen Aufschluss nicht geben, da der im Lager offen zu Tag liegende Thon von dem auf dem steilen Abhange herabfließenden Wasser entgypst werden mußte.

XI. *Optische Notizen; von H. W. Dove.*

(Schluß von Bd. 131, S. 655).

3. Ueber Inversionen bei binocularer oder monocularer Betrachtung perspectivischer Zeichnungen und durchsichtiger Körper.

Es ist bekannt, daß, wenn man die gezeichnete Projection eines Rhomboëders betrachtet, jede der stumpfen Ecken abwechselnd den Eindruck macht, daß sie die vordere sey, so daß, wenn sich die eine Anschauung mit der andern vertauscht, das Rhomboëder umzukippen scheint. Dieselbe Inversion habe ich an einem Glaswürfel von 22" Seite erhalten, wenn man diesen so hält, daß man in dem Würfel durch die Brechung auf den drei zugekehrten Seitenflächen desselben einen kleinern Würfel zu sehen glaubt, wobei man aber die totale Reflexion von der untern Würfelfläche vermeiden muß. Die folgenden Versuche weisen eine eigenthümliche Klasse von Inversionen nach, welche dann eintreten, wenn man das binoculare Sehen durch Schließen des einen Auges in monoculares verwandelt, oder das mit dem rechten Auge Gesehene dann mit dem linken betrachtet. Sie gelten in gleicher Weise für perspectivische Projectionen als für durchsichtige Körper.

Mit einiger Uebung verschafft man sich leicht die Befähigung, ohne Instrument zwei nebeneinander gehaltene für das rechte und linke Auge entworfene Projectionen durch Convergenz der Sehrichtungen zu einem körperlichen Relief zu vereinigen, neben welchem man gleichzeitig die Projectionen sieht, welche monocular betrachtet den Eindruck

der perspectivischen Darstellung eines Körpers machen und daher alternirend convex oder concav erscheinen können. Am besten eignen sich hierzu ganze oder abgestumpfte Pyramiden, noch besser eine Combination zweier abgekürzter Pyramiden, von denen die Schnittfläche der Größeren die Grundfläche der Kleineren bildet, welche nach entgegengesetzter Richtung gekehrt ist. Hat man nun binocular das Relief vollständig erhalten, so verwandelt sich bei dem Schließen des einen Auges dieses sogleich in eine der Projectionen und zwar in der Weise, daß wenn das Relief erhaben sich zeigte, die Projection concav wird, hingegen diese convex, wenn jenes concav war.

Betrachtet man binocular ein gleichseitiges Glasprisma, so daß die dem Auge zugekehrte Kante die Mitte der abgewendeten Grundfläche deckt, so erscheint das Prisma bei monocularer Betrachtung durch Schließen des einen Auges so, als wenn jene Grundfläche dem Auge zugekehrt wäre, und man durch sie hindurch die abgewendete Kante erblickte. Hält man hingegen das Prisma so, daß die Grundfläche dem Auge zugekehrt ist, so scheint die durch sie hindurch erblickte Kante bei dem Schließen des Auges vor die Grundfläche hervorzutreten.

An diese Versuche schließt sich der an, durch welchen ich früher gezeigt habe, daß nur bei binocularer Betrachtung das Bild eines Gegenstandes im Hohlspiegel vor demselben erscheint. Hängt man nämlich einen Ring so vor denselben, daß bei binocularer Betrachtung das umgekehrte vergrößerte Bild dem Auge näher steht als der Ring, so glaubt man in einen abgekürzten Kegel durch die Grundfläche desselben hineinzublicken. Bei dem Schließen eines Auges stülpt sich aber dieser sogleich um, so daß man auf die Schnittfläche zu sehen glaubt. Läßt man hingegen bei binocularer Betrachtung das Bild des Ringes gerade neben demselben fallen, so tritt dasselbe bei Schließung des einen Auges sogleich erheblich zurück, so daß man nun einen schiefen Cylinder zu sehen glaubt. Natürlich muß bei allen diesen Versuchen es vermieden werden, bei monocularer

Betrachtung durch Annähern des Gegenstandes an den Spiegel oder durch Entfernen von demselben die Täuschung hervorzurufen, welche die Vergrößerung oder Verkleinerung des Bildes erweckt; Täuschungen, welche, wenn sich vergrößernde Bilder auf einen durchscheinenden Vorhang in einem dunkeln Zimmer fallen, sich bis zu dem barocken Grade steigern können, daß man ruhig sitzend sich mit der Geschwindigkeit eines Eisenbahnzuges zu bewegen glaubt.

Bei dem Versuch mit dem Hohlspiegel findet aber, wenn das dann kleinere Bild des Ringes zwischen den Mittelpunkt des Spiegels und den Brennpunkt desselben fällt, eine Umstülpung des Kegels nicht statt, wenn man durch Schließen des einen Auges das binoculare Sehen in monoculares verwandelt.

Daß bei diesen Versuchen die Unbestimmtheit, mit welcher bei monocularer Betrachtung auf die Entfernung eines Gegenstandes geschlossen werden kann, eine wesentliche Rolle spielt, ist ersichtlich. Wie groß diese Unbestimmtheit, läßt sich leicht zeigen, wenn man bei Betrachtung mit einem Auge einen vor den Hohlspiegel gehaltenen Gegenstand mit seinem Bilde in Berührung zu bringen sucht, wobei nur die gleiche Größe beider vor Täuschung schützt, oder wenn man eine kleine weiße Kugel in einer auf den Spiegel senkrechten Ebene in Schwingung versetzt, und die Elongation der Schwingung der Kugel und ihres Bildes bei monocularer Betrachtung mit der bei binocularer vergleicht. Es ist jedoch nicht wahrscheinlich, daß dies der alleinige Grund sey.

Dieselben Inversionen treten nämlich, aber weniger auffallend, ein, wenn man bei den neben einander liegenden stereoskopischen Projectionen der abgekürzten Pyramide, nachdem man bei monocularer Betrachtung von der einen den Eindruck der Convexität bestimmt erhalten, dasselbe Auge plötzlich der andern zuwendet, die dann concav erscheint, und umgekehrt convex, wenn jene concav erschien.

Legt man die beiden Projectionen so neben einander, als wären sie für dasselbe Auge entworfen, so erhält man

bei ihrer Vereinigung durch Convergenz der Sehrichtungen nur die Projection selbst, die aber ebenfalls den Eindruck eines perspectivisch dargestellten Körpers machen, also abwechselnd convex oder concav erscheinen kann. In beiden Fällen tritt dann ebenfalls die Inversion ein, wenn man nach der einen der Projectionen blickt. Das gleiche Ergebnis erhält man im ersten Augenblick, wenn man dieselbe Projection zuerst mit dem einen, dann mit dem andern Auge betrachtet.

Es scheint, daß, wenn man sich bei binocularer Betrachtung eine bestimmte sichere Vorstellung von einem Körper verschafft hat, man die bei Schließung des einen Auges eintretende Veränderung in der Weise deutet, daß man glaubt die Veränderung wahrzunehmen, welche in der Beleuchtung hervortritt, wenn das Concave convex wird oder umgekehrt das Convexe concav. Ein hohler galvanoplastischer Abdruck einer Medaille erscheint, binocular betrachtet, hohl, wird aber sogleich convex erscheinen, wenn man ihn monocular direct oder durch ein Spiegelprisma betrachtet. Hingegen bleibt der convexe Abdruck in beiden Fällen convex. Dies beweist, welche bedeutende Mitwirkung psychologische Momente bei der Beurtheilung des Gesehenen haben.

4. Ueber Polarisation des Lichtes durch wiederholte Spiegelung.

Die Apparate, welche dazu bestimmt sind, die mannigfachen Erscheinungen des polarisirten Lichtes anschaulich zu machen, sind in der Regel nicht dazu geeignet nachzuweisen, wie unter einem anderen als dem Polarisationswinkel einfallendes Licht durch wiederholte Spiegelung schließlich aus dem Zustand der theilweisen Polarisation in den der vollständigen übergeht. Der folgende Apparat ist geeignet diese Lücke zu ergänzen und zwar in der Weise, daß man nicht nacheinander sondern gleichzeitig diesen Uebergang sieht und zugleich neben einander die complementären Phänomene, welche bei den bisherigen Apparaten dann hervortreten, wenn man entweder die polarisirende oder analysirende Vorrichtung um 90° dreht. Eine nur für die Farben

dünnen Krystallblättchen, nicht für die Wahrnehmung von Ringsystemen sich eignende Modification des Apparates erlaubt, gleichzeitig die Erscheinungen in allen möglichen Azimuthen der beiden Spiegelungsebenen zu sehen. Vertauscht man die spiegelnde Glasfläche mit einer metallischen, so erhält man die allmählichen Uebergänge des elliptischen Lichtes in lineares.

Bekanntlich verdankt man dem verstorbenen Mechanikus Oertling die schöne Modification des Kaleidoskops, welche er Polyoskop genannt hat, bei welcher die Reflexionsebenen der die Vervielfältigung hervorbringenden Spiegel nicht einen Winkel mit einander machen, sondern zusammenfallen, und welche höchst geeignet ist, nicht sternförmige, sondern streifige, d. h. wirklich anwendbare Muster für Kleiderstoffe hervorzubringen. Diefs ist bei dem folgenden Apparat die polarisirende oder analysirende Vorrichtung. Die für die Wahrnehmung in allen Azimuthen sich eignende Vorrichtung ist hingegen eine im Innern spielende hohle cylindrische Glasröhre, welche äußerlich von einem tiefschwarzen nach der Innenseite gekehrten Papier eingehüllt ist, um das Nebenlicht abzuhalten.

Vier als längliche Paralleltrapeze geschnittene Spiegelscheiben bilden eine unten und oben offene abgekürzte hohle Pyramide. Die Seite der Grundfläche ist 14 par. Linien, die Seite der Schnittfläche 4, der Abstand beider Flächen $9\frac{1}{4}$ Zoll. Setzt man vor die Oeffnung der Schnittfläche eine runde Oeffnung von gleichem Durchmesser, so sieht man durch die Grundfläche hineinblickend parallele Reihen der Bilder dieser Oeffnung (geordnet, wie neben einander liegende Reihen von Geldstücken) mit von der Mitte aus abnehmender Helligkeit, von denen die mittelste und hellste direct gesehen ist, nicht durch Spiegelung. Schaltet man nun zwischen einem vor das Auge gehaltenen Nicol und der quadratischen Grundfläche ein Gypsplättchen ein, so erscheint die direct gesehene mittlere Oeffnung farblos. Von dieser nach beiden Seiten fortschreitend nimmt die Tiefe der Farbe zu, aber in der lothrechten Linie ist die Farbe die

complementare zu der in horizontaler Linie gesehenen. Beide Farben heben sich, wo sie in der Diagonale des Vierecks in einander übergehen, fast vollständig gegenseitig auf.

Weit schöner ist die Erscheinung, wenn man die Vorrichtung als analysirende anwendet. Man blickt dann durch die Schnittfläche unter dem Polarisationswinkel nach einem Polarisationspiegel, nachdem man vorher die Grundfläche der abgekürzten Pyramide durch ein gekühltes Glas geschlossen hat. Bei den gegebenen Dimensionen des Apparates erblickt man, wenn man das Auge dicht an die kreisförmige Oeffnung hält und etwas herauf und herunter oder von links nach rechts bewegt, 81 symmetrisch angeordnete Bilder mit schwarzem Kreuz in der einen, mit weißem Kreuz in der darauf senkrechten Richtung und in desto intensiver werdenden Complementarfarben, je weiter man sich von der Mitte entfernt. In der Diagonalrichtung verschwinden dieselben fast vollständig. Vertauscht man die Tagesbeleuchtung mit der einer Lampe, so stellt man als polarisirende Vorrichtung einen Glassatz vor die Glocke derselben.

Schließt man eine 13 Zoll lange mit schwarzem Papier umgebene 12^{mm} weite innen spiegelnde Glasröhre durch eine 3^{mm} weite Oeffnung, so erblickt man als Bild dieser Oeffnung 6 Ringe. Diese werden, wenn man sie in der vorher beschriebenen Weise als polarisirende oder analysirende Vorrichtung anwendet, bei Einschaltung eines Gypsblättchens, je näher dem Auge, desto intensiver gefärbt, und zwar gehen die in jedem Ringe hervortretenden Complementarfarben in den Quadranten durch Weiß in einander über da man alle Azimuthe gleichzeitig überblickt.

X. *Der elektrische Bratenwender.*

Vor Kurzem ist die Drehung einer Glasscheibe durch elektrische Anziehung und Abstosung mit Hilfe von zwei

Elektrophormaschinen (Annal. Bd. 130, S. 170 und Bd. S. 495), dann mit einer Elektrophor- und einer Elektromaschine ausgeführt worden (Bd. 131, S. 655).

Es scheint mir für die Beurtheilung dieser Versuche nützlich, an die Art zu erinnern, auf welche Franklin 1748 jene Drehung ausgeführt hat. Der Rand einer horizontalen drehbaren Holzscheibe war radial mit etwa 30 Streifen besetzt, die an den freien Enden Metallknöpfe trugen. Zwei Flaschen, mit den entgegengesetzten Elektroden geladen, waren so aufgestellt, daß ihre Zuleiter der Drehung der Scheibe jedem dieser Knöpfe nahe kamen, die Knöpfe successiv anzogen und nach Ertheilung eines Funkens, abstießen. So kam das Rad in Rotation mit einer Geschwindigkeit von 12 bis 15 Umdrehungen der Minute, und solcher Kraft, daß es mit hundert schweren Thalern beschwert werden konnte, ohne still stehen. Franklin nannte diese Vorrichtung den elektrischen Bratenwender und beabsichtigte mit seiner Hilfe Huhn, später sogar einen Truthahn zu braten (*Exper. observ. 5^a ed. p. 32 u. 38*). Einfacher wurde eine Scheibe von 17 Zoll Durchmesser durch elektrische Wirkung gedreht. Die Scheibe war auf beiden Flächen 2 Zoll vom Rande metallisch belegt und von den Belegungen gingen, entfernt von einander, zwei Metallarme mit Endkugeln über den Rand hinaus. Die Scheibe war drehbar zwischen zwölf in einen Kreis gestellte isolirte Metallknöpfe gebracht und drehte sich, nachdem sie in gewöhnlicher Weise geladen war, eine halbe Stunde lang der mittlern Geschwindigkeit von 20 Umdrehungen in Minute.

P. I

Fig. 9.

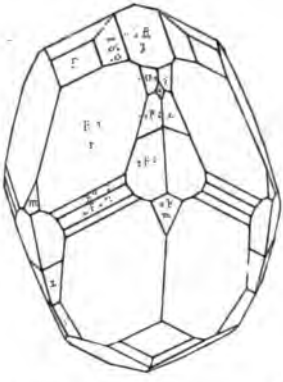


Fig. 10.

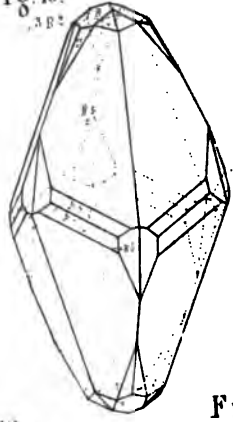


Fig. 11.

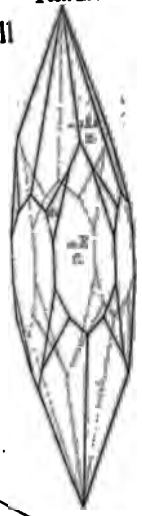


Fig. 14.

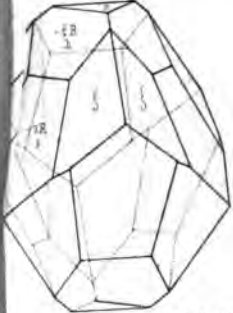


Fig. 13.

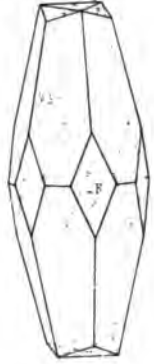


Fig. 12.

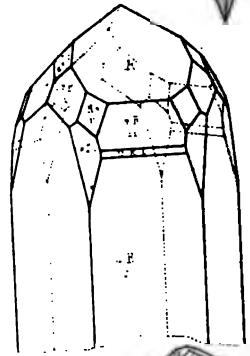


Fig. 18.

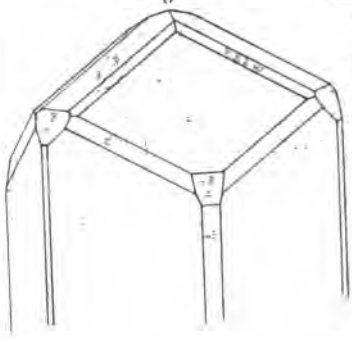


Fig. 16.

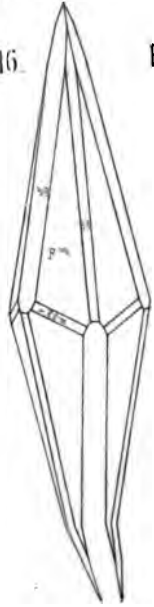


Fig. 17.

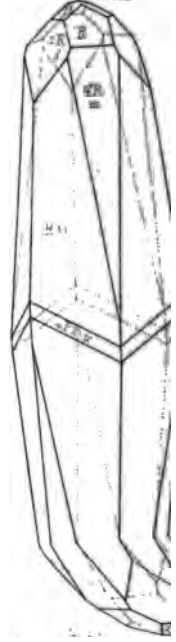
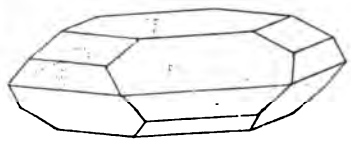


Fig. 19.





Kurven der chemischen Intensität des gesamten Tageslichtes. Parä April 1866.

Fig. 9. April 29th 1866.

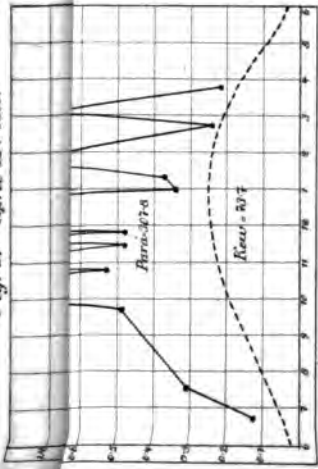


Fig. 10. April 13th 1866.

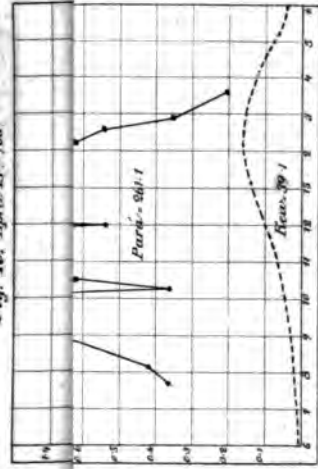


Fig. 11. April 19th 1866.

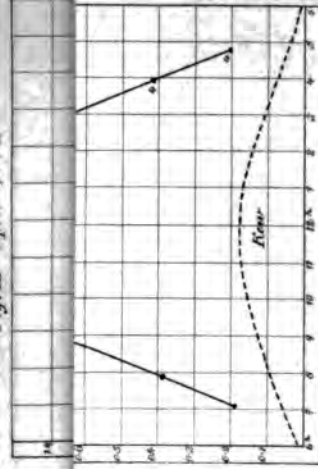


Fig. 1. Heidelberg. (A). Parä. (B).

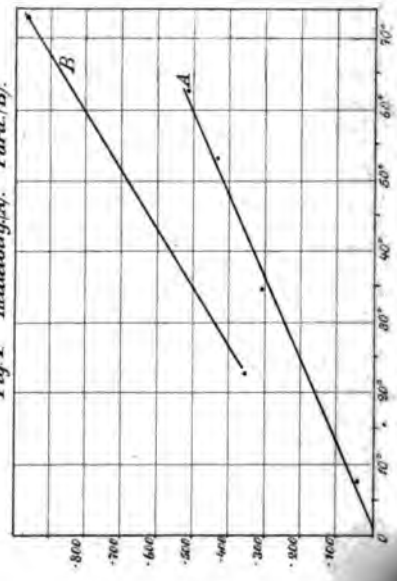


Fig. 2. 1865.

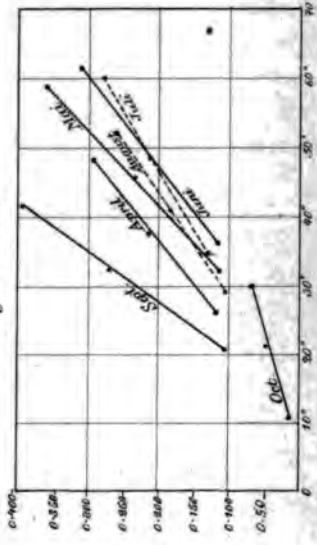




Fig. 3.
1866

Taf. VI.

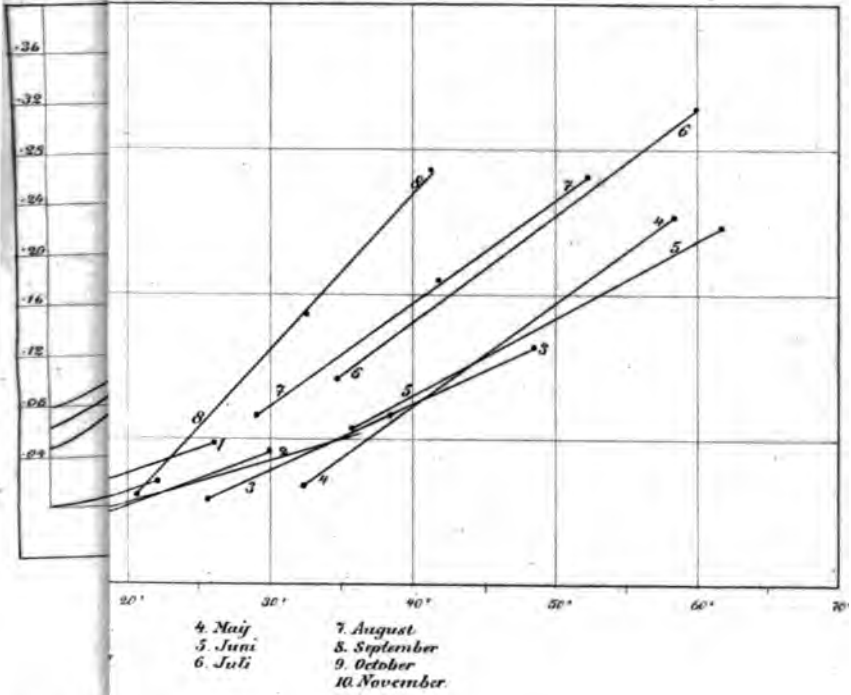
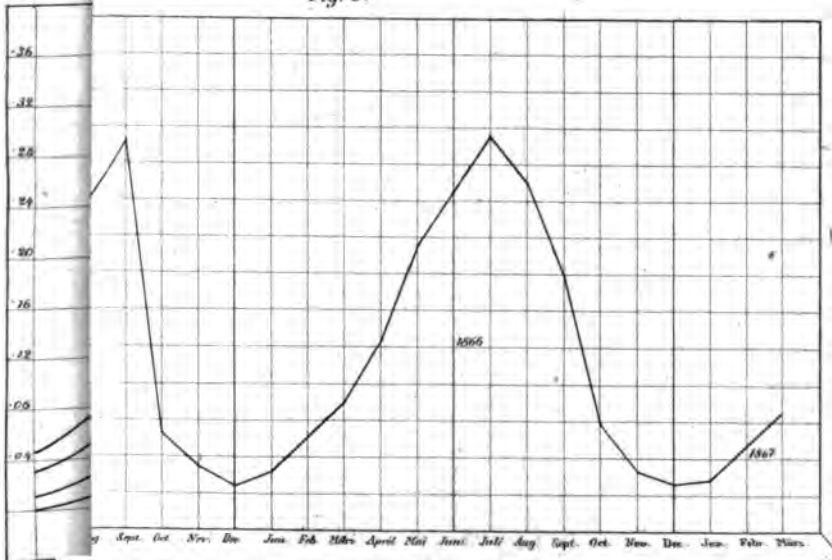
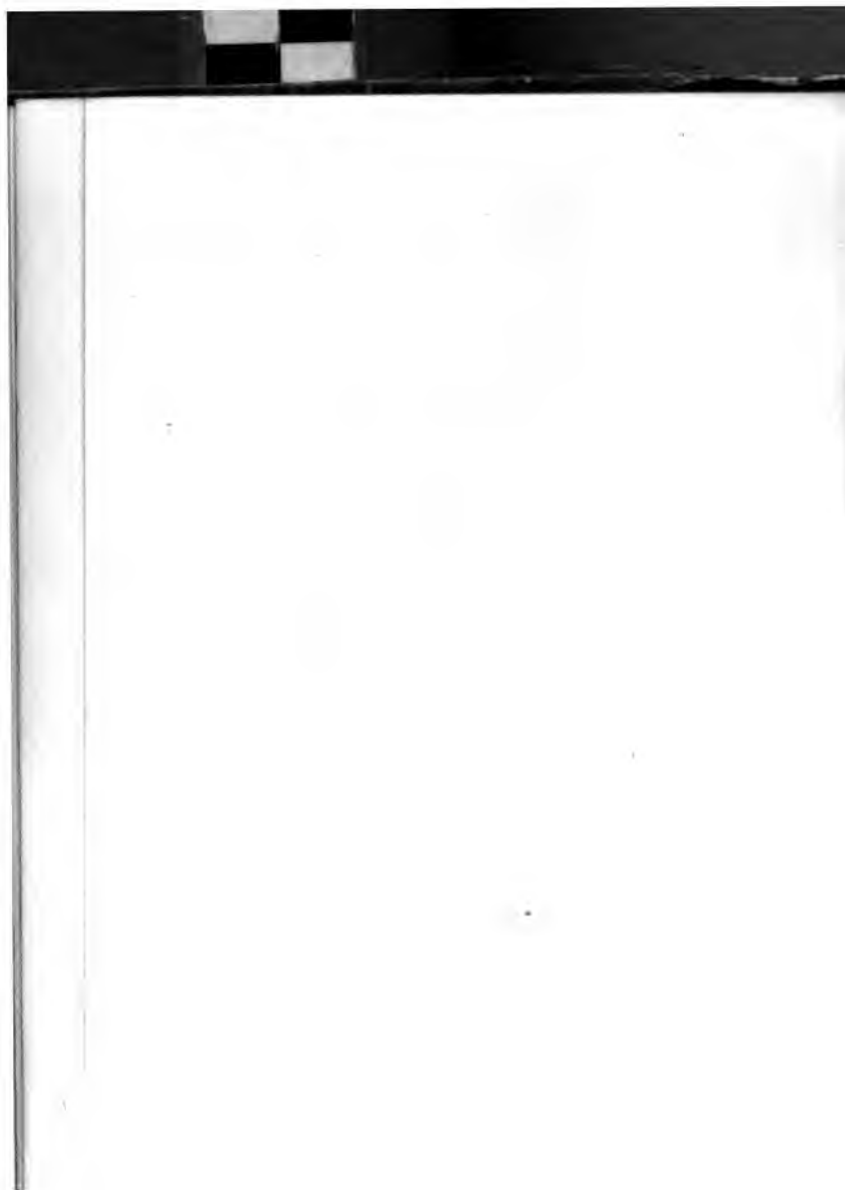
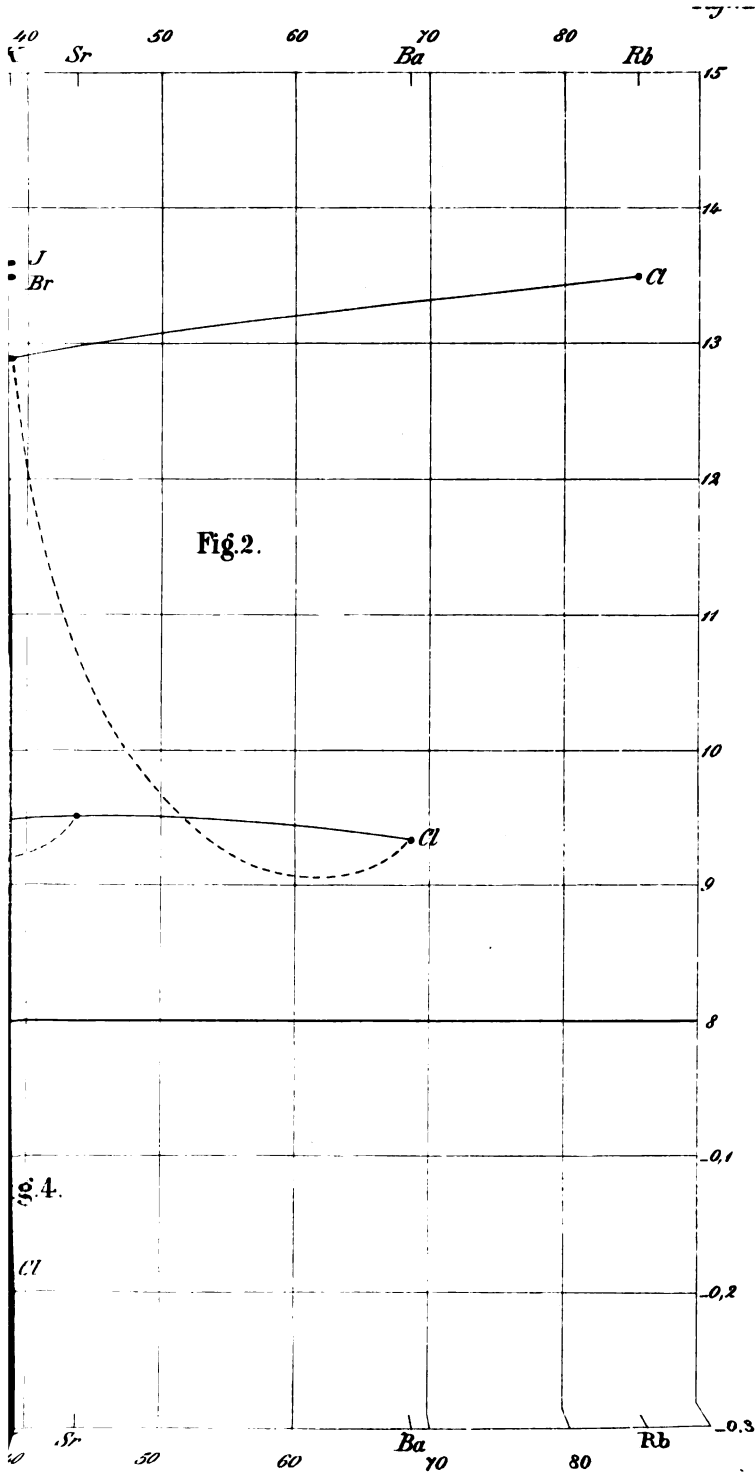


Fig. 8.



A.







Machine for drawing

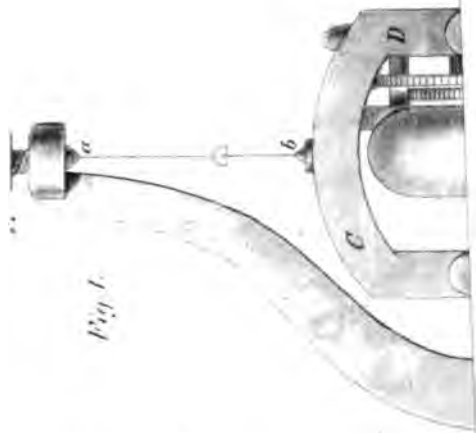


Fig. 1.

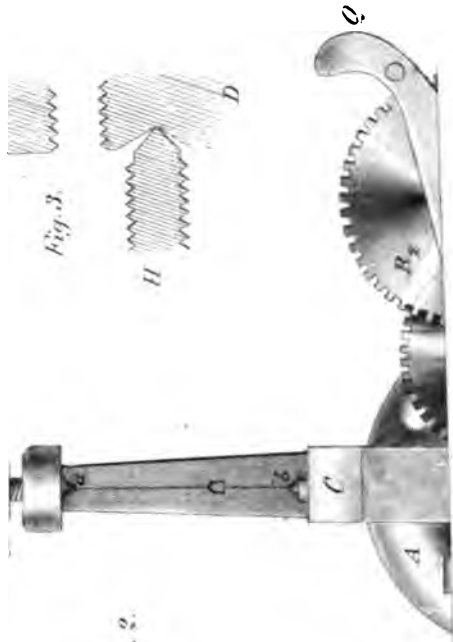


Fig. 2.

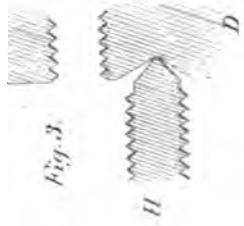


Fig. 3.



I. *Ueber die phosphorigsauren Salze;*
von C. Rammelsberg.

(Zweiter Theil.)

Phosphorigsaures Zink.

Die Versuche, welche H. Rose mit diesem Salz angestellt hat, beziehen sich hauptsächlich auf die Menge des durch Salpetersäure entstehenden Phosphats und auf das Verhalten beim Glühen.

Ich habe die wässrige Auflösung des Phosphortrichlorids mit Zinkoxyd fast gesättigt. Dabei entsteht zuletzt ein krystallinischer Niederschlag, und das Filtrat giebt beim Erhitzen eine neue Menge, weil, wie schon H. Rose bemerkt hat, phosphorigsaures Zink gleichwie das Magnesiasalz in der Kälte löslicher ist als in der Wärme. Wendet man statt Zinkoxyd ein Zinksalz, z. B. essigsaures, an, und fügt soviel kohlen-saures Natron hinzu, daß die Flüssigkeit noch sauer ist, so ist das Resultat dasselbe.

Das feinkrystallinische Salz verliert über Schwefelsäure nur hygroskopisches Wasser; ich habe überdies hier nicht Hydrate von verschiedenem Wassergehalt beobachtet, wie beim Magnesiasalz, denn die verschiedenen Proben der einzelnen Darstellungen zeigten bei 250—300° immer einen Wasserverlust von 20—22 Proc.

Große Schwierigkeiten macht die genaue Bestimmung des Zinks und des Phosphors, mag man das Salz nun durch Chlorwasserstoffsäure und chloresaures Kali in Phosphat oder durch Erhitzen mit Salpetersäure in Pyrophosphat verwandeln. Fällt man die Auflösung durch Ammoniumhydrosulfür,

so setzt sich das Schwefelzink nicht gut ab und läßt sich kaum abfiltriren. Schmilzt man das Pyrophosphat mit kohlen- saurem Alkali und zieht mit Wasser aus, so ist der Rück- stand phosphorhaltig und die alkalische Flüssigkeit nicht zinkfrei; man muß jenen abermals auflösen und entweder direct oder nach der Verwandlung in Schwefelzink mit kohlen- saurem Natron kochend fällen, und erlangt selbst da- durch oft kein genaues Resultat. Denn die Mehrzahl der Analysen giebt auf 1 At. Phosphor etwas mehr als 1 At. Metall ¹⁾).

Folgende procentische Resultate wurden mit dem über Schwefelsäure getrockneten Salze erhalten:

	Wasser bei 250°--280° entweichend.	Zink.	Phosphor.	Zn ² P ² O ⁷ , durch MnO ² erhalten.
1)	20,00	34,58		
2)	21,12	36,50	17,20	
3)	21,60	36,10		80,8
4)	22,08	35,79	16,48	79,7
5)	22,08	35,90	15,91	
6) ¹⁾	22,36	36,60	15,65	80,3
7)	23,02	34,48	16,92	80,0

Berechnet auf wasserfreies Salz:

1)	43,22		
2)	46,27	21,80	
3)	46,85		103,9
4)	45,93	21,15	102,3
5)	46,07	20,42	
6)	47,14	20,16	103,4
7)	45,82	22,00	103,9

Die für Zink und Phosphor erhaltenen Zahlen können mit Rücksicht auf das oben Bemerkte nur in wenigen Fällen als richtig angesehen werden, in der Regel ist etwas mehr als 1 At. Zink gegen 1 At. Phosphor vorhanden, d. h. jenes

1) Es gewährt keinen Vortheil, das phosphorigsaure Salz mit kohlen- saurem Alkali und Salpeter zu schmelzen.

2) Mittelst krystallisirter phosphoriger S. dargestellt.

schließt etwas von diesem ein. Denn es ist das Atomverhältnis beider nach

$$2 = 1,01 : 1 \quad 4 = 1,07 : 1$$

$$7 = 1,0 : 1 \quad 5 = 1,08 : 1$$

$$6 = 1,11 : 1$$

Bei weitem größeres Gewicht ist auf die Menge des Phosphats zu legen, welches durch Oxydation des Salzes entsteht.

Wäre das phosphorigsaure Zink = $H^4 Zn^3 P^2 O^7$, so müßte es 98,7 Proc. Pyrophosphat, $Zn^2 P^2 O^7$, geben. Ist es aber = $HZnPO^3$, so beträgt letzteres 104,8 Proc., und allein dieser Zahl entsprechen die Versuche.

Ich habe später das Salz nochmals dargestellt, indem ich die stark abgedampfte Säure verdünnte und nicht ganz mit Zinkoxyd sättigte. Die Auflösung, welche auch beim Erhitzen klar blieb, gab auf Zusatz von wenig kohlen-saurem Natron eine starke Fällung, welche heiß ausgewaschen wurde. Das Filtrat war noch deutlich sauer.

Das lufttrockene Salz wurde längere Zeit über Schwefelsäure getrocknet. 1,982, in einem Wasserstoffstrom einer bis zu 230° gesteigerten Temperatur ausgesetzt, verloren 0,448, während das in einer Vorlage direct gesammelte Wasser = 0,416 war. Der Rückstand wurde mit Salpetersäure abgedampft und hinterließ 1,582 phosphorsaures Zink. In diesem wurde das Zink durch Schmelzen mit kohlen-saurem Alkali, Auflösen des Rückstandes in Chlorwasserstoff-säure und Fällung durch kohlen-saures Natron bestimmt und das geglühte Oxyd noch mit Wasser ausgekocht (wobei sich sein Gewicht indessen nicht änderte). Das Zinkoxyd war = 0,842 = $Zn 0,67568$.

Hiernach enthält das entwässerte Salz 44,05 Proc. Zink, und das ursprüngliche 34,09 Proc., gleichwie 22,6 oder 21,0 Proc. Wasser. Endlich hatte das entwässerte Salz 103,1 Proc. phosphorsaures Zink, das wasserhaltige 79,82 Proc. des letzteren gegeben.

Bei einer anderen Probe betrug der Trockenverlust 22,05 Proc., das direct gesammelte Wasser 21,02 Proc.

Ueberdies ist es mir gelungen, das Salz HZnPO^3 wasserfrei zu erhalten. Löst man es nämlich in freier phosphoriger Säure auf, so scheidet sich beim freiwilligen Verdunsten zuerst ein Theil wieder ab und dieser, mit wenig Wasser gewaschen, ist wasserfreies Salz. Eine Probe verlor bei 250—300° nur 1,31 Proc., gab mit Salpetersäure 104,5 Proc. Pyrophosphat, so wie 45,47 Proc. Zink und 21,53 Phosphor.

Die Formel HZnPO^3 erfordert:

$$\begin{array}{r} \text{H} = 1 = 0,69 \\ \text{Zn} = 65 = 44,83 \\ \text{P} = 31 = 21,38 \\ 3\text{O} = 48 = 33,10 \\ \hline 145 \quad 100 \end{array}$$

Das wasserhaltige Salz entspricht der Formel

$$\begin{array}{r} 2\text{HZnPO}^3 + 5\text{aq} \\ 2\text{H} = 2 = 0,53 \\ 2\text{Zn} = 130 = 34,21 \\ 2\text{P} = 62 = 16,31 \\ 6\text{O} = 96 = 25,25 \\ 5\text{aq} = 90 = 23,70 \\ \hline 380 \quad 100 \end{array}$$

welche 80 Proc. $\text{Zn}^2\text{P}^2\text{O}^7$ liefern mufs. Es ist die schon von H. Rose in der älteren Form



für das Salz angenommene Zusammensetzung.

Das phosphorigsaure Zink verliert, wie wir gesehen haben, seinen ganzen Wassergehalt bei einer Temperatur von 250°. Mehrere Proben, welche bei 100—120° getrocknet waren, enthielten noch 9,5 Proc., so dafs offenbar von 5 Mol. bei dieser Temperatur drei fortgehen, der Rest also = $\text{HZnPO}^3 + \text{aq}$ (Wasser = 11,0 Proc.) ist.

Es darf nicht unbemerkt bleiben, dafs H. Rose, obwohl er dem phosphorigsauren Zink die oben angeführte Formel

zuschreibt, dennoch der Ansicht war, daß $\frac{1}{3}$ des Wassergehalts chemisch gebunden sei, das Salz also analog dem Barytsalz u. s. w.



sey.

Diese Annahme stützte sich aber nicht auf directe Versuche, sondern auf das Verhalten in der Hitze. Die Menge des Glührückstandes entsprach nämlich der Voraussetzung, daß er Pyrophosphat sei, was nach H. Rose's Annahme stets der Fall ist, wenn das phosphorigsaure Salz zwei At. chemisch gebundenes Wasser enthält. Freilich stand hiermit die Erfahrung im Widerspruch, daß nicht bloß Wasserstoff, sondern auch Phosphor fortgegangen war.

Es läßt sich auf Grund meiner Untersuchungen mit Sicherheit behaupten, daß das gewöhnliche Zinksalz nicht die Zusammensetzung des Barytsalzes etc. habe, d. h. nicht $\text{H}^4\text{Zn}^2\text{P}^2\text{O}^7$, oder im wasserhaltigen Zustande



sei. Denn obwohl ein solches Salz mit unserem $2\text{HZnPO}^8 + 5\text{aq}$ im Ganzen gleich zusammengesetzt ist, also denselben Zink- und Phosphorgehalt besitzt, so würde es doch nur 19 Proc. Wasser enthalten, vor Allem aber — und dies ist bei weitem entscheidender — würde das wasserfreie Salz $\text{H}^4\text{Zn}^2\text{P}^2\text{O}^7$ bei einem Gehalt von nur 12,2 Proc. Zink nur 98,7 Proc. phosphorsaures Zink bei der Oxydation liefern müssen, wie schon oben hervorgehoben wurde. H. Rose selbst erhielt aus dem wasserhaltigen Salze 81,4 Proc., und dies macht, je nachdem man 19 oder 23,7 Proc. Wasser voraussetzt, 100,5 oder 106,7 Proc. des wasserfreien Salzes.

Verhalten des phosphorigsauren Zinks in der Glühhitze. H. Rose erhielt aus phosphorigsaurem Zink durch Glühen 79,43 Proc. Rückstand, während Wasserstoff und etwas Phosphorwasserstoff entwichen. Indem er die Zusammensetzung des ersteren aus der des Salzes berechnete, glaubte er ihn für Pyrophosphat halten zu müssen.

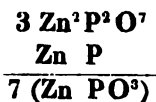
100 Rückstand	$Zn^2P^2O^7$
Zn 43,81	$2Zn = 130 = 42,76$
P 19,82	$2P = 62 = 20,40$
O 36,37	$7O = 112 = 36,84$
100	304 100.

Wenn das Zinksalz aber $HZnPO^3$ ist, so kann der Rückstand nicht Pyrophosphat seyn. ¹⁾ Der Angabe H. Rose's entgegen, daß das Salz um so mehr Phosphorwasserstoff gebe, je trockner es sei, habe ich gefunden, daß das bei 250° entwässerte Salz oft gar keinen Phosphor verliert und ein mit nicht leuchtender Flamme brennendes Wasserstoffgas giebt, wiewohl zuweilen auch Spuren von freiem Phosphor sich zeigen. Der Rückstand ist weiß, wird aber beim Abkühlen, wenn Luft hinzutritt, oberflächlich braun. In Salpetersäure löst er sich mit Hinterlassung von etwas rothem Phosphor auf.

Die Menge dieses Rückstandes betrug in einem Versuche 98 Proc., in einem andern 99,4 Proc. des entwässerten Salzes. Nach der Formel $HZnPO^3$ müssen es 99,3 pCt. sein, wenn allein Wasserstoff fortgeht. Eine Analyse des Rückstandes ergab

berechnet:		
Zink 45,81	Zn = 65 =	45,14
Phosphor 21,75	P = 31 =	21,53
	3O = 48 =	33,33
	144	100.

Dieser Rückstand ist, gleich dem vom Mangan- und Kobaltsalze, als ein Gemenge von Pyrophosphat und Phosphorzink zu betrachten.



Auf indirecte Weise verräth sich die Gegenwart des Phosphorzinks in dem Glührückstande durch die Wirkung des Luftzutritts beim Erkalten. Es wird Zink oxydirt und

1) H. Rose macht selbst die Bemerkung, daß, trotzdem Phosphor fortgegangen sey, der Rückstand Zn^2P sey.

Phosphor frei oder als rothes Phosphoroxyd abgeschieden. Damit hängt die Erscheinung zusammen, daß das scharfgetrocknete wasserfreie Salz, statt um 0,7 Proc. (Wasserstoff) leichter zu werden, nach dem Glühen sogar etwas mehr wiegt, wenn es mit Luft in Berührung kam. Ein Versuch dieser Art gab 100,8 Proc., ein anderer selbst 101,8 Proc.

Auch beim Zink, gleichwie beim Magnesiumsalz haben einzelne Proben von auf scheinbar gleiche Art dargestellten Präparaten eine abweichende Zusammenstellung ergeben, nämlich

	1.	2.
Wasser	14,65	14,57
Zink	34,86	35,30
Phosphor	19,33	18,26.

Hiernach könnte man glauben, es sei ein wasserärmeres Hydrat. Wenn man jedoch das wasserfreie Salz in Betracht zieht,

	1.	2.
Zink	40,84	41,32
Phosphor	22,64	21,37

so tritt der geringere Zinkgehalt und die Annäherung an die Formel

$$\begin{array}{r} \text{H}^4\text{Zn}^2\text{P}^2\text{O}^7 \\ 4\text{H} = 4 = 1,30 \\ 2\text{Zn} = 130 = 42,20 \\ 2\text{P} = 62 = 20,13 \\ 7\text{O} = 112 = 36,37 \\ \hline 308 \quad 100 \end{array}$$

deutlich hervor. Die wasserhaltige Verbindung würde



seyn.

$$\begin{array}{r} 4\text{H} = 4 = 1,10 \\ 2\text{Zn} = 130 = 35,91 \\ 2\text{P} = 62 = 17,13 \\ 7\text{O} = 112 = 30,94 \\ 3\text{aq} = 54 = 14,92 \\ \hline 362 \quad 100 \end{array}$$

Es wäre mit einem fast 20 Proc. aq. enthaltenden Salze $\text{HZnPO}^3 + 2\text{aq}$ isomer.

Phosphorigsaures Kadmium.

Es war aus der mit kohlensaurem Natron annähernd gesättigten Auflösung von Chlorphosphor und aus schwefelsaurem Kadmium dargestellt, und bildet ein weißes Pulver.

1) 2,248 hatten nach mehrwöchentlichem Aufbewahren über Schwefelsäure 0,125 verloren; durch Trocknen bei 200° gingen noch 0,14 Wasser fort.

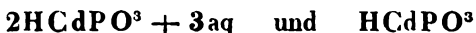
1,502 lieferten nach dem Auflösen, Fällen mit Schwefelwasserstoff etc. 0,87 $\text{CdO} = \text{Cd}$ 0,76125 und 0,735 $\text{Mg}^2\text{P}^2\text{O}^7 = \text{P}$ 2,0527.

2) 1,49 gaben 0,978 $\text{CdS} = \text{Cd}$ 0,76067, und 0,714 $\text{Mg}^2\text{P}^2\text{O}^7 = \text{P}$ 0,1994.

Oder in 100:

	1.	2.	für wasserfreies Salz	
			1.	2.
Wasser	11,79			
Kadmium	50,68	51,05	57,46	57,88
Phosphor	13,66	13,38	15,49	15,17

Die Formel



verlangt

2H	=	2	=	0,46		0,52
2Cd	=	224	=	51,14		58,33
2P	=	62	=	14,16		16,15
6O	=	96	=	21,91		25,00
3aq	=	54	=	12,33		100
		438		100		

Die Hälfte des Wassers entweicht über Schwefelsäure.

Beim Glühen des getrockneten Salzes entweicht kein Wasser und nur eine Spur Phosphor wird frei, es sublimirt, wie schon H. Rose bemerkte, etwas Kadmium und die halbgeschmolzene Masse ist grau. In Chlorwasserstoffsäure löst sie sich unter Entwicklung von Wasserstoff zuletzt vollständig auf.

Ich fand die Menge des Rückstandes = 88,5 Proc. des lufttrocknen Salzes und bestimmte darin

Kadmium 59,39

Phosphor 14,58

Wäre er = CdP O^3 , so müßte er 87,2 Proc. ausmachen und 58,6 Cd und 16,2 P enthalten. Aus dem zuvor Angeführten und diesen Zahlen folgt, daß er neben Kadmiumpyrophosphat metallisches und Phosphorkadmium enthält.

Phosphorigsaures Blei.

Eine Analyse dieses Salzes verdanken wir Berzelius, während sein Verhalten in der Hitze von H. Rose untersucht wurde. Durch jene wurde bewiesen, daß es 1 At. chemisch gebundenes Wasser enthält, d. h. HPbP O^3 ist.

Diese Formel hat auch Würtz bestätigt, welcher irrtümlich behauptet, H. Rose habe Analysen des Bleisalzes publicirt.

Es ist schwer, ein von Chlorblei freies Salz darzustellen, selbst wenn man sich einer stark eingedampften phosphorigen Säure bedient. Ich fügte einer solchen frisch gefälltes kohlensaures Blei hinzu, wobei das Salz sich abschied, trotzdem die Flüssigkeit noch stark sauer war.

Lufttrocken bildet es ein weißes lockeres Pulver. Zwei Proben, welche über Schwefelsäure getrocknet waren, gaben beim Erhitzen noch 2,8 und 2,63 Proc. Wasser.

1,394 des so getrockneten Salzes gaben 1,472 Pb S O^4 = Pb 1,005624.

		HPbP O^3	
		gef.	Berzelius.
H	= 1 = 0,35		
Pb	= 207 = 72,12	72,14	72,04 und 72,31
P	= 31 = 10,80		
3 O	= 48 = 16,73		
	<hr/>		
	287 100		

Der Wassergehalt des über Schwefelsäure getrockneten Salzes entspricht $\frac{1}{2}$ oder $\frac{1}{3}$ Mol., berechnet = 3,04 oder 2,05 Proc.

Berzelius erhielt durch Behandlung mit Salpetersäure

102,2 Proc. phosphorsaures Blei, worin er 70,75 Proc. Blei fand.

100 HPbPO³ sind = 102,44 Pb³P²O⁷, worin 70,41 Proc. Blei.

Beim Erhitzen in einem verschlossenen Gefäße erhielt er von dem Salze eine Spur von Feuchtigkeit, ein Sublimat von Phosphor und ein Gas, welches an der Luft von selbst verbrannte.

Nach H. Rose giebt das phosphorigsaure Blei beim Erhitzen ein Gas, welches sich nicht von selbst entzündet, jedoch etwas Phosphorwasserstoff enthält; es sublimirt etwas Phosphor und es bleibt ein geschmolzener schwärzlicher oder grauer Rückstand, der seine Farbe fein zertheiltem Phosphor verdankt.

H. Rose hat den Bleigehalt dieses Rückstandes = 73,33 Proc. gefunden und daraus geschlossen, daß er = Pb³P² = Pb³P⁴O¹⁵ sei. Nach seiner Ansicht würden also 5 Mol. des Salzes 1 At. Phosphor und 5 At. Wasserstoff verlieren, und die Menge des Rückstandes müßte 97,5 Proc. des Salzes ausmachen.

Der Bleigehalt = 73,33 Proc. entspricht genauer der Formel Pb¹²P¹⁰O³⁷ = Pb¹²P⁵ (berechnet 73,3 Proc.) als der von H. Rose angenommenen (berechnet 73,98 Proc. Blei).

Würtz schreibt die Schwärzung des Rückstandes der Bildung von Phosphorblei zu.

Beim Erhitzen des zuvor bei 150 — 206° getrockneten phosphorigsauren Bleis habe ich wenig Phosphor als Sublimat beobachtet; das Gas war nicht selbstentzündlich, und der geschmolzene Rückstand von grauer Farbe betrug 97 Proc. Eine zweite Probe gab 98,8 Proc. Glührückstand; 1,225 desselben, in Salpetersäure aufgelöst und mit Schwefelsäure und Alkohol gefällt, gaben 1,29 PbSO⁴ = Pb 0,88129. Dies macht 71,07 Proc. des getrockneten Salzes oder 71,94 Proc. des Glührückstandes.

Ich bin sehr geneigt, zu glauben, daß der Glührückstand hier wie bei den Salzen von Zink, Kadmium, Mangan und Kobalt ein Gemenge von Pyrophosphat und etwas Phosphormetall ist, der Formel PbPO³ entsprechend,

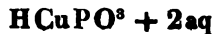


Er mußte 99,65 Proc. betragen, und es sollte sich nur Wasserstoffgas entwickeln. Die Einwirkung desselben auf das Pyrophosphat, so wie die zuletzt eindringende Luft dürften die Ursache des Freiwerdens von etwas Phosphor und des (im letzten Versuch nur um 0,8 Proc.) geringeren Gewichts des Rückstandes seyn.

Phosphorigsaures Kupfer.

H. Rose stellte es durch Fällung von phosphorigsaurem Ammoniak mit Kupferchlorid dar ¹⁾. Der schön blaue Niederschlag liefs sich in der Wärme ohne Zersetzung trocknen, und gab beim Erhitzen Wasser, reines Wasserstoffgas und einen braunen, metallisches Kupfer enthaltenden geschmolzenen Rückstand. Die Auflösung des Salzes in phosphoriger Säure wird beim Kochen theilweise reducirt.

Würtz hat es später aus essigsaurem Kupfer und phosphoriger Säure in krystallinischer Form erhalten, und seine Zusammensetzung



gefunden. Der Wassergehalt macht fast genau 20 Proc. aus. Bei 130° verliert es nach ihm 15 Proc. Wasser und reducirt sich größtentheils.

Das schön blaue krystallinische Salz, welches durch Kochen mit Wasser keine Zersetzung erleidet, verliert nach meinen Versuchen über Schwefelsäure 4,54 Proc., d. h. $\frac{1}{4}$ des Wassers (berechnet 5 Proc.). Schon bei 120° ist es theilweise reducirt und hatte in einem Versuche 16,8 Proc. verloren.

Phosphorigsaures Eisenoxyd.

In der Auflösung des Phosphortrichlorids in Wasser giebt Eisenalaun einen weissen Niederschlag, der sich gut auswaschen läfst und nach dem Trocknen an der Luft einen Stich ins Gelbliche hat.

1,212 verloren bei 200° 0,37 = 30,53 Proc., darüber hinaus nichts weiter.

1) Diese Ann. Bd. 12, S. 292.

1,06 wurden mit Salpetersäure abgedampft; zuletzt ge-
glüht; die theils gelbliche, theils blaue Masse = 0,756 wurde
mit kohlensaurem Natrium geschmolzen und gab 0,336 Eisen-
oxyd = Fe 0,2352 und 0,705 pyrophosphorsaure Magnesia
= P 0,1969.

Die Analyse führt zu der Verbindung

$H^3FeP^3O^9 + 9aq$		gefunden
3H = 3	= 0,58	
Fe = 112	= 21,80	22,19
3P = 93	= 18,09	18,58
9O = 144	= 28,02	
9aq = 162	= 31,51	30,53
	514	100

H. Rose führt an, daß das phosphorigsaure Eisenoxyd
in der Glühhitze sich unter einer Feuererscheinung zersetzt,
phosphorhaltiges Wasserstoffgas entwickelt und einen weißen
Rückstand mit schwarzen Punkten läßt. Das entwässerte
Salz zeigte bei meinen Versuchen weder Feuererscheinung
noch Phosphorentwicklung, und der Rückstand war theils
weiß, theils grau oder bläulich. Dagegen kann ich bestätig-
en, daß dieser Rückstand eine gewisse Menge Eisenoxydul-
phosphat enthält, weshalb sich auch beim Glühen etwas
Wasser bildet. Aus seiner Menge, 69 Proc. des lufttrocknen
Salzes, läßt sich berechnen, daß er 32,18 Proc. Eisen und
26,93 Phosphor enthält.

Jedenfalls ist das Pyrophosphat $Fe^2P^6O^{11}$ der Haupt-
bestandtheil der Masse.

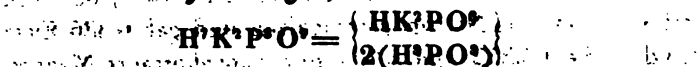
Saure phosphorigsaure Salze.

Die Existenz saurer Salze, deren erste Kenntniß wir
H. Rose verdanken, unterscheidet die phosphorige Säure
wesentlich von der unterphosphorigen. Sie sind in Wasser
löslich.

Saurer phosphorigsaures Kali.

Es wurde von Würtz dargestellt durch Neutralisiren
der Säure mittelst Kali und Zusatz einer gleichen Menge

jener¹⁾. Es bildet blättrige Krystalle und reagirt stark sauer. Die Analysen zeigen, daß es



also ein dreifach saures Salz ist.

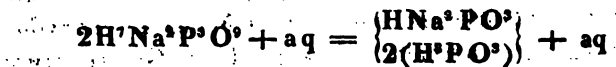
2K = 78	= 24,22	24,33	24,00
7H = 7	= 2,18		
3P = 93	= 28,68		
9O = 144	= 44,72		
<hr style="width: 50%; margin-left: 0;"/>	<hr style="width: 50%; margin-left: 0;"/>		
822	100		

$$\text{H}^7\text{O}^3 = 63 = 19,57 \quad \text{19,85}$$

Es schmilzt bei 200° ohne Verlust und zersetzt sich bei 250° unter Entwicklung von Phosphorwasserstoff.

Saures phosphorigsaures Natron.

Deutliche Krystalle erhält man nach Würtz nur dann, wenn man das normale Salz mit zweimal soviel Säure versetzt, als zu seiner Bildung gehört. Durch Abdampfen im Vacuo bilden sich schöne glänzende Prismen, welche indess zerfließen und bei 200° 3,7 Proc. Wasser verlieren. Sie sind



7H = 7	= 2,34		
2Na = 46	= 15,39		
3P = 93	= 31,10	31,38	
9O = 144	= 48,16		
1/2 aq = 9	= 3,01	3,70	
<hr style="width: 50%; margin-left: 0;"/>	<hr style="width: 50%; margin-left: 0;"/>		
299	100	24,08	24,15
H ⁷ O ³ = 63	= 21,07		24,41

Saurer phosphorigsaurer Baryt.

Behandelt man eine Auflösung von phosphoriger Säure mit einem Ueberschuß des Barytsalzes und verdunstet die

1) Nach seiner Zusammensetzung wäre die doppelte Menge zweckmäßiger.

Auflösung über Schwefelsäure, so scheidet sich ein körnigkrystallinisches saures Salz ab, welches H. Rose zuerst beschrieben hat. Es ist in Wasser löslich und wurde zur Analyse in gelinder Wärme getrocknet.

H. Rose erhielt durch Erhitzen und Abdampfen mit Salpetersäure 95,8 Proc. glühend geschmolzenen phosphorsauren Baryt, der sich bei der Analyse (die nicht speciell mitgetheilt ist) als BaP^2O^6 , d. h. als metaphosphorsaurer Baryt ergab. Da

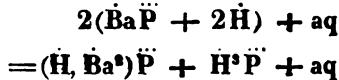
$$\begin{array}{r} \text{Ba} = 137 = 46,44 \\ 2\text{P} = 62 = 21,02 \\ 6\text{O} = 96 = 32,54 \\ \hline 295 \quad 100 \end{array}$$

so enthalten 95,8 Theile = 100 des phosphorigsauren Salzes

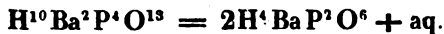
Baryum 44,4 Proc.

Phosphor 20,2 •

welche in dem Verhältniß von 1 At. : 2 At. stehen. Hieraus ergibt sich der der älteren Formel



entsprechende Ausdruck



$$\begin{array}{r} 8\text{H} = 8 = 1,30 \\ 2\text{Ba} = 274 = 44,48 \\ 4\text{P} = 124 = 20,13 \\ 12\text{O} = 192 = 31,17 \\ \text{aq} = 18 = 2,92 \\ \hline 616 \quad 100 = 95,8 \text{ BaP}^2\text{O}^6. \end{array}$$

Beim Glühen giebt dieses Salz Wasserstoff und Phosphorwasserstoff und einen Rückstand, der nach zwei Versuchen H. Rose's aus

Baryum	48,00	48,81
Phosphor	20,26	19,86
Sauerstoff	31,74	31,33
	<u>100</u>	<u>100</u>

besteht, wobei aber lediglich das Baryum direct bestimmt ist. Aus dem Mittel ergibt sich, daß dieser Rückstand auf 44,48 Baryum 18,44 Phosphor enthält, mithin 1,7 Proc. des letzteren fortgegangen sind.

Man sieht hieraus zuvörderst, daß dieses saure Salz sich nicht wie eine Verbindung des normalen mit freier Säure d. h. wie



sondern wie

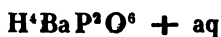


verhält, und daß der Rückstand nahezu $\text{Ba}^{10}\text{P}^{18}\text{O}^{55}$ 1) ist. Beim Glühen zerfallen 5 Mol. des Salzes in diesen Rückstand, in $2\text{H}^3\text{P}$, 12H^2 und $5\text{H}^2\text{O}$, zu denen die 5aq hinzutreten. Jener Rückstand ist offenbar ein Gemenge von

$6\text{BaP}^2\text{O}^6 =$ metaphosphorsaurem Baryt

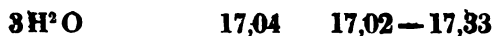
und $\text{Ba}^2\text{P}^2\text{O}^7 =$ pyrophosphorsaurem Baryt.

Später hat Würtz diesen sauren phosphorigsauren Baryt durch Vermischen der Säure mit Barytwasser erhalten. Sein Salz enthielt doppelt so viel Wasser als das von H. Rose (welches in der Wärme getrocknet war), entsprechend der Formel



	Berechnet.	Gefunden.
4 H =	4 = 1,26	
Ba =	137 = 43,22	42,93
2 P =	62 = 19,59	
6 O =	96 = 30,25	
aq =	18 = 5,68	
	317 100	

oder



Würtz bemerkt, daß es von kochendem Wasser in das unlösliche normale Salz (d. h. in $\text{H}^4\text{Ba}^2\text{P}^2\text{O}^7$) und in ein noch saureres zersetzt werde, dessen Natur er jedoch nicht untersucht hat.

1) Früher Ba^{10}P^0 .

geschmolzene und stark aufgelöst
 lösung eines Zusatzes von Säure

Ba 1,3183; ferner 2,275 Mg²P²
 2. Anschufs. 2,959 = 0,277
 = Ba 1,20948 und 2,002 Mg²P²

Oder in 100:

	1.
Baryum	39,27
Phosphor	18,91
Wasser	9,53

Die At. von Ba und P sind gleich
 H. Rose und von Würtz = 1 : 2
 ist doppelt so groß als in dem letzten
 als in Rose's Salz.

H ⁺ BaP ² O ⁶	+
4H	= 4 =
Ba	= 137 =
2P	= 62 =
6O	= 96 =
2aq	= 36 =
	335 10

Da alle drei Salze, abgesehen von
 bei gleicher Menge Metall doppelt so
 das normale Salz enthalten
 phosphor...

Salz dar, als das vorige; sie haben eine constante Zusammensetzung und sind in Wasser löslich, also keine Gemenge.

a) 3,245 = 2,155 BaSO⁴ = Ba 1,2671.

b) 3,4 = 2,238 BaSO⁴ = Ba 1,3159 und 2,8 Mg²P²O⁷ = P 0,782 .

c) 2,613 = 1,733 BaSO⁴ = Ba 1,01897 und 2,15Mg²P²O⁷ = P 0,60045

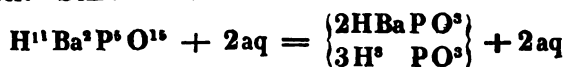
d) 2,264 = 1,51BaSO⁴ = Ba 0,88785 und 1,841Mg²P²O⁷ = P 0,51415.

Oder

	a.	b.	c.	d.
Baryum	39,05	38,7	38,96	39,22
Phosphor		23,0	22,98	22,71

Die At. von Ba und P sind = 1 : 2,6 also = 1 : 2,5 = 2 : 5 zu nehmen ¹⁾.

Demnach wäre dies ein *zwei- und einhalbfach* oder *fünfhalfach* saures Salz. Bei 200° verliert es 5,15—5,74 Proc. Wasser. Seine Formel ist also



11H	= 11	= 1,53
2Ba	= 274	= 38,27
5P	= 155	= 21,65
15O	= 240	= 33,52
2aq	= 36	= 5,03
	<hr/>	<hr/>
	716	100.

Als ich versuchte, das zweifach saure Salz durch Auflösen von 1 Mol. H⁴Ba²P²O⁷ in 2 Mol. H⁵PO³ (krystallisirter Säure) darzustellen, d. h. in dem Gewichtsverhältniß 2,75 : 1, blieb ein Theil von jenem auch in der Wärme unaufgelöst.

Nachdem die gerade erforderliche Menge Säure hinzugefügt worden, krystallisirte dennoch nicht das erwartete zweifach saure, sondern ein zwischen ihm und dem normalen stehendes *anderthalbfach* saures Salz.

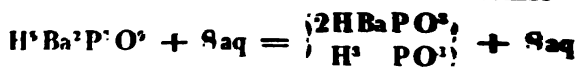
1) Mit Rücksicht auf anhängende saure Mutterlauge.

1.532 lieferten nämlich $1.052 \text{ BaSO}_4 = \text{Ba } 0.6362$ und
 $0.6 \text{ Mg}_3\text{P}_2\text{O}_7 = \text{P } 0.2031$ oder

Baryum 41.53 Proc. = 137

Phosphor 14.59 48

Auf 2 Ba kommen also 3 P, so daß die Formel



zu seyn scheint.

5 H = 5 = 0,76

2 Ba = 274 = 41,50

3 P = 93 = 14,10

9 O = 144 = 21,52

9 aq = 144 = 21,52

660 100.

Es schmilzt in der Hitze und entwickelt bei 250° Phosphorwasserstoff.

H. Rose glaubte ein saures Barytsalz erhalten zu haben, als er die Auflösung des zweifach sauren mit Ammoniak versetzte. Der dadurch entstehende Niederschlag ist jedoch nichts anderes als das normale Salz $\text{H}^4\text{Ba}^2\text{P}^3\text{O}^7$, selbst dann, wenn man so wenig Ammoniak anwendet, daß die Flüssigkeit noch deutlich sauer ist. Eine Probe verlor bei 250° 1,6 Proc.: sie gab 99 Proc. Glührückstand und enthielt 60,32—60,7 Proc. Ba und 13,24 Proc. P.

Saures phosphorigsaures Zink.

Das Zinksalz löst sich leicht in freier phosphoriger Säure auf. Bei freiwilligem Verdunsten krystallisirt zuerst ein Theil des Salzes unverändert (vgl. S. 484): die später sich bildenden warzenförmigen Aggregate sind jedoch säurereicher, wie folgende Zahlen beweisen.

Verlust bei	Dritter	Vierter	Letzter
	Anschufs.	Anschufs.	Anschufs.
	I.	II.	III.
200—250°	8,93	7,82	3,26
Zink	31,29	31,84	24,60
Phosphor	23,81	25,52	29,89

Die betreffenden Proben waren über Schwefelsäure getrocknet. Bei 200° schmolzen sie; bei etwa 300° begann die Entwicklung von Phosphorwasserstoff.

Die Berechnung führt zu

I.	II.
$H^5 Zn^2 P^3 O^8 + aq$	$H^9 Zn^2 P^5 O^{15} + aq$
5H = 5 = 1,28	9H = 9 = 1,46
2Zn = 130 = 33,33	3Zn = 195 = 31,60
3P = 93 = 23,85	5P = 155 = 25,12
9O = 144 = 36,92	15O = 240 = 38,90
aq = 18 = 4,62	aq = 18 = 2,92
<hr style="width: 50%; margin-left: auto; margin-right: auto;"/> 390 100.	<hr style="width: 50%; margin-left: auto; margin-right: auto;"/> 617 100.
2aq = 36 = 9,24	3aq = 54 = 8,76

III.
$H^{11} Zn^2 P^5 O^{15}$
11H = 11 = 2,05
2Zn = 130 = 24,25
5P = 155 = 28,92
15O = 240 = 44,78
<hr style="width: 50%; margin-left: auto; margin-right: auto;"/> 536 100.
aq = 18 = 3,36

Es wird also vorausgesetzt, daß bei dem ersten Salze sich 1 Mol. Krystallwasser und ein zweites aus H^3 und O entstandenes, bei dem zweiten Salze 1 Mol. von jenem und zwei aus H^4 und O^3 entstandene, bei dem dritten aber ausschließlich ein aus H^2 und O entstandenes Wassermol. durch das Erhitzen abgetrennt haben.

Das erste entspricht 3 Mol. Säure:



Salz I. $(H^5 Zn^2) P^3 O^8 + aq = 2HZnPO^8 + H^9 PO^8 + aq$.

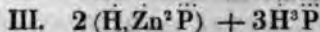
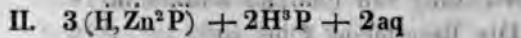
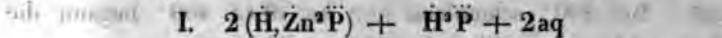
Die beiden letzten entsprechen 5 Mol. Säure:



Salz II. $= (H^9 Zn^2) P^5 O^{15} + aq$
 $= 3HZnPO^8 + 2H^9 PO^8 + aq$

Salz III. $= (H^{11} Zn^2) P^5 O^{15}$
 $= 2HZnPO^8 + 3H^9 PO^8$

Zum Vergleich mögen die älteren Formeln dienen:



Ich wage natürlich nicht zu entscheiden, ob diese drei sauren Salze als selbstständige anzunehmen seyen, doch ist dies nicht unwahrscheinlich, da No. I. (anderthalbfach saures) und No. III. (zwei- und einhalbfach saures) den sauren Barytsalzen gleich zusammengesetzt sind.

Phosphorigsaures Uranoxyd.

Trägt man frischgefälltes Uranoxyd-Ammoniak in die wässrige Auflösung von Phosphortrichlorid, so entsteht zuletzt in der sauren Flüssigkeit ein gelber Niederschlag, der an der Luft zu harten durchscheinenden Stücken eintrocknet.

a) 1,395 des gelben Pulvers verloren über Schwefelsäure 0,126 = 9,03 Proc.

b) 2,9 verloren bei 180° 0,305 = 10,52 Proc.

» 240° 0,342 = 11,79 »

Bei 300° wurden sie grün, und hatten nun 0,477 = 16,45 Proc. verloren.

Die Masse wurde mit Salpetersäure oxydirt; nach dem Abdampfen blieben 2,443 gelbes phosphorsaures Uranoxyd entsprechend 84,24 Proc. des Salzes. Es wurde durch Schmelzen mit kohlensaurem Natron und Cyankalium zer setzt, und gab 1,807 $\text{U}^3\text{O}^4 = \text{U } 0,917$ und 0,818 $\text{Mg}^2\text{P}^2\text{O}^7 = \text{P } 0,22845$.

In 100 Th. also:

Uran 52,92

Phosphor 7,88 (9,06) ¹⁾

Bei der bekannten Schwierigkeit der Trennung beider ist die directe Phosphorbestimmung zu niedrig, und das Atomverhältniß $\text{P} : \text{U} = 2 : 3$ anzunehmen. Dann würde die Zusammensetzung des Salzes durch

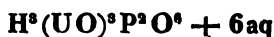


1) Aus dem Phosphat berechnet.

zu bezeichnen seyn.

3H	=	3	=	0,44
3U	=	360	=	53,18
2P	=	62	=	9,16
9O	=	144	=	21,27
6aq	=	108	=	15,95
		677		100.

Unter der Annahme, das Salz enthalte das (einwerthige) Radikal Uranyl, würde es



seyn, entsprechend $2\text{H}^3\text{P}^3\text{O}^3$.

Die Constitution der phosphorigen Säure und ihrer Salze.

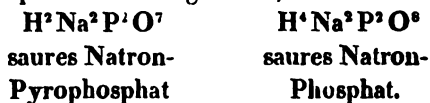
Die vorliegende Arbeit war zunächst in der Absicht unternommen, um zu entscheiden, ob die phosphorigsauren Salze verschiedene Mengen chemisch gebundenen Wassers enthalten, wie dies nach Berzelius und H. Rose der Fall ist, oder ob ihnen, wie Würtz behauptet, bloß das Minimum (1 At.) zukommt. Sie hat die Frage, wie zu erwarten stand, zu Gunsten Jener entschieden. Es war möglich, wie schon H. Rose selbst bemerkt hat, daß die Salze mit dem doppelten Wassergehalt in höherer Temperatur, bevor sie sich zersetzen, die Hälfte des Wassers abgeben können. Hätte sich dies bestätigt, so würde die phosphorige Säure $\text{H}^3\text{P}^3\text{O}^3$ oder vielmehr $\text{H}^2\text{H}^1\text{P}^3\text{O}^3$ seyn, d. h. eine dihydrische Säure, weil 2 At. Wasserstoff leicht durch ein Metall ersetzt werden können. Wenn aber phosphorigsaures Blei = HPbP^3O^3 = $\text{H}^2\text{Pb}^2\text{P}^2\text{O}^6$, phosphorigsaurer Baryt hingegen = $\text{H}^4\text{Ba}^3\text{P}^2\text{O}^7$ ist, und der letztere sich nicht in $\text{H}^2\text{Ba}^3\text{P}^2\text{O}^6$ verwandeln läßt, so muß man nothwendig eine bestimmte Ansicht über die Function des Wasserstoffs in diesen Salzen sich bilden.

Weil der Wasserstoff bei der Zersetzung der phosphorigsauren Salze in der Hitze nicht als Wasser, sondern im freien Zustande austritt, so könnte man darin einen Beweis sehen, daß er in ihnen nicht als Wasser enthalten sey. Allein was ist dann phosphorige Säure? $\text{H}^3\text{P}^3\text{O}^6$ oder $\text{H}^2\text{P}^2\text{O}^7$?

Unmöglich kann man die Existenz von zwei verschiedenen phosphorigen Säuren dieser Art annehmen, denn beiderlei Salze gehen aus der nämlichen Säure hervor.

Die Auflösung von Phosphortrichlorid giebt das Kobaltsalz HCoPO^3 ebensowohl wie das Nickelsalz $\text{H}^4\text{Ni}^2\text{P}^2\text{O}^7$, und das Zinksalz HZnPO^3 erhält man gleichgut mit Hilfe jener wie mit der frischbereiteten Auflösung der krystallisirten Säure H^1PO^3 . Allein zuweilen ergab sich das aus der Auflösung des Trichlorids erhaltene Salz als $\text{H}^4\text{Zn}^2\text{P}^2\text{O}^7$, und während die Mehrzahl der Analysen des auf gleiche Weise dargestellten Magnesiumsalzes auf $\text{H}^4\text{Mg}^2\text{P}^2\text{O}^7$ führt, liegt mehr als eine Analyse vor, welche zu zeigen scheint, daß aus denselben Materialien unter gewissen Umständen HMgPO^3 und andererseits selbst H^3MgPO^4 sich bilden kann. Obgleich noch die Bedingungen festzustellen sind, unter denen diese verschiedenen Salze sich erzeugen, so setzt doch schon ihre Existenz es außer Zweifel, daß sie nicht aus verschiedenen Säuremodifikationen hervorgehen, sondern daß ihre Verschiedenheit in einem Mehr oder Minder gebundenen Wassers liegt.

Es ist im ersten Augenblick ein naheliegender Gedanke, diese verschiedenen phosphorigsauren Salze der Phosphaten und Pyrophosphaten zu vergleichen,



Allein ein solcher Vergleich ist durchaus unstatthaft, denn diese Salze gehen aus zwei verschiedenen Säuren hervor, deren Salze entweder $4\overset{\cdot}{\text{R}} = 2\overset{\cdot\cdot}{\text{R}}$ gegen 2 At. P, oder $6\overset{\cdot\cdot}{\text{R}} = 3\overset{\cdot\cdot\cdot}{\text{R}}$ gegen dieselbe Menge P enthalten.

Der Begriff einer Säure aber ist ein bestimmter: Eine Verbindung von einem oder mehren At. Wasserstoff mit einem Radikal.

Phosphorsäure ist 3H mit PO^4 ; Pyrophosphorsäure ist 4H mit P^2O^7 .

Phosphorige Säure kann nicht seyn einmal 2H mit HPO^3 ,

oder 4H mit $\text{H}^3\text{P}^2\text{O}^6$ und ein andermal 4H mit $\text{H}^4\text{P}^3\text{O}^7$, beide sind nur dann dieselbe Säure, wenn ihr Radikal in beiden Fällen $= \text{P}^3\text{O}^3$ ist, und H^3O gleichwie H^4O^2 dem Gesamtmolekül sich addirt haben.

Bei der großen Aehnlichkeit der phosphorigen Säure mit der unterphosphorigen, und ebenso der Salze beider, bei der gleichartigen Zersetzung beider Säuren in der Hitze und dem steten aber constanten Wasserstoffgehalt der unterphosphorigsauren Salze (1 At. Phosphor gegen 2 At. Wasserstoff) ist es sehr bemerkenswerth, daß diese Salze in der Hitze $\frac{1}{2}$ ihres Wasserstoffs in der Form von Wasser, und den Rest in der Form von Phosphorwasserstoff verlieren, während die phosphorigsauren Salze in gleichem Falle sämtlichen Wasserstoff als solchen entwickeln. Die Wasserbildung bei jenen beweist ebensowenig, daß der Wasserstoff als Wasser in diesen Salzen steckt, als das Austreten von Wasserstoff allein beweist, daß der Wasserstoff nicht als Wasser präexistirt. In wasserhaltigen Salzen, welche Wasser ebenso leicht verlieren als wieder aufnehmen, kann man nur Komplexe von Salz- und Wassermolekülen erblicken und doch wird öfters beim Erhitzen ein Theil des Wassers zersetzt. Das Salz $2\text{KFl} + \text{SbFl}^3 + 2\text{aq}$ giebt in der Hitze Fluorwasserstoffsäure. Ein noch besseres Beispiel davon, daß Wasser, welches als solches vorhanden ist, unter Umständen zersetzt wird, liefert das krystallisierte Baryumsuperoxyd, welches beim Verwittern oder gelinden Erwärmen 8 Mol. Wasser abgiebt, und BaO^2 hinterläßt, bei raschem Erhitzen aber sich unter Sauerstoffentwicklung in das Hydroxyd H^2BaO^2 verwandelt, mithin nicht als $\text{H}^2\text{BaO}^1 + 7\text{aq}$ betrachtet werden kann. (Schöne.) Diese Erscheinungen beweisen, daß Wasser, welches in Verbindungen als solches existirt, in der Hitze zersetzt werden kann, wobei je nach den vorhandenen Anziehungen entweder sein Sauerstoff oder sein Wasserstoff frei wird.

Würtz hat zuerst die Zusammensetzung der *krystallisirten* phosphorigen Säure bestimmt. Er erhielt 32,03 — 32,53 Proc. Wasser, der Formel



gemäßs.

$$\begin{array}{r} \text{P}^3\text{O}^8 = 110 = 67,07 = \text{P}37,8 \\ 3\text{H}^3\text{O} = 54 = 32,93 \\ \hline 164 \quad 100. \end{array}$$

Die krystallisirte Säure entspricht also den Salzen der Alkalien, des Zinks, Mangans, Kobalts, Kadmiums, Bleis und Eisens.

Ich habe bei der Concentration der verdünnten Säure in einem Wasserstoffstrom bis zum Auftreten eines schwachen Phosphorwasserstoffgeruchs eine flüssige Säure erhalten, welche nach einigen Stunden sich in eine feste Krystallmasse verwandelte.

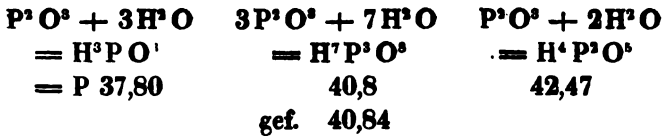
2,68 wurden mit Chlorwasserstoffsäure und chlorsaurem Kali erhitzt und dann mit Ammoniak und Magnesiummischung versetzt. Der Niederschlag hinterließ beim Glühen $3,69 \text{Mg}^2\text{P}^3\text{O}^7 = \text{P}1,03054$ oder 38,45 Proc. Ein anderer Versuch ergab aus 1,718 Säure $2,297 \text{Mg}^2\text{P}^3\text{O}^7 = \text{P}0,6415 = 37,35$ Proc. ¹⁾

Die krystallisirte Säure ist also identisch mit der von Würtz untersuchten.

H. Rose führt an ²⁾, die möglichst concentrirte phosphorige Säure sey eine syrupdicke Flüssigkeit, die nicht erstarrt und auf Zusatz von Wasser das krystallisirte Hydrat bilde. Er hat in ihr 27,54 Proc. Wasser gefunden, bemerkt aber ausdrücklich, dies sei nach keiner guten Methode bestimmt worden. Eine solche Säure, $72,46 \text{P}^3\text{O}^8 = 40,84 \text{P}$ entsprechend, würde fast genau dem Molekularverhältniß 3:7 entsprechen, aber auch von dem einfachen 1:2 nicht viel abweichen.

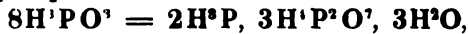
1) Auch hier, wie schon beim Barytsalz, habe ich die Bestimmung der Säure durch Queck Silberchlorid und etwas HCl vergeblich versucht. Das Chlorür schied sich äußerst langsam ab, und seine Menge entsprach nur 32 Proc. Phosphor.

2) Diese Ann. Bd. 8, S. 207.



Ich schmolz die krystallisirte Säure und erwärmte sie in einer Retorte, durch welche trocknes Wasserstoffgas strömte. Allein sehr bald entstand eine lebhafte Gasentwicklung und der intensive Geruch des Phosphorwasserstoffs. Eine Probe der Säure, die nun nach dem Erkalten flüssig blieb, ergab 38,27 Proc. Phosphor, also noch die frühere Menge. Allein die Phosphorbestimmung entscheidet nicht, denn, angenommen $\frac{2}{3}$ der Säure $\text{H}^3\text{P}^1\text{O}^3$ hätten sich in Phosphorsäure, $\frac{1}{3}$ in $\text{H}^4\text{P}^2\text{O}^5$ verwandelt, so würde das Gemenge von $\text{H}^3\text{P}^1\text{O}^3$ und $\text{H}^4\text{P}^2\text{O}^5$ 38 Proc. Phosphor enthalten, d. h. nahe soviel als die ursprüngliche Säure.

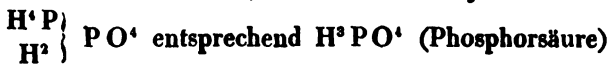
Ist die Temperatur der erhitzten Säuren so hoch, daß sich Pyrophosphorsäure bilden kann,



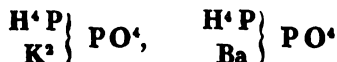
so tritt Wasser auf, welches mithin nicht beweist, daß $\text{H}^4\text{P}^2\text{O}^5$ sich in $\text{H}^4\text{P}^2\text{O}^5$ verwandeln kann.

Ich glaube hiernach nicht, daß der krystallisirten Säure ohne Zersetzung Wasser oder die Elemente desselben entzogen werden können, und leicht könnte die Beimischung von Phosphorsäure das Krystallisiren einer solchen phosphorigen Säure verhindern.

Bekanntlich hatte schon Dulong die Idee ausgesprochen, die unterphosphorige Säure könne als eine Verbindung von Phosphorsäure und Phosphorwasserstoff betrachtet werden. Ist sie, der Zusammensetzung ihrer Salze gemäß, $\text{H}^3\text{P}^1\text{O}^3 = \text{H} \cdot \text{H}^2\text{P}^1\text{O}^3 = \text{H}^2 \cdot \text{H}^1\text{P}^2\text{O}^5$, so könnte sie seyn

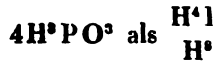


Sie wäre also Phosphorsäure, in welcher an Stelle von 1 At. H das einwerthige Radikal H^1P (Phosphonium) steht, ihre Salze wären z. B.



so könnte man sagen, das Phosphor
 falle in $2H^3P$ und Wasser, ana-

Ueberträgt man diese Ansicht
 unterphosphorigen Säure und ih
 gezwungen erklärt, auf die phos



entsprechend 3 Mol. Phosphorsäur
 den, worin wiederum H durch H

einerseits geben die Salze, z. B. $\begin{matrix} H^4 \\ Zr \end{matrix}$

fast nur Wasserstoff, und andererseit
 nicht auf diejenigen phosphorigsau
 H^4 und O^3 enthalten, und trotzdem
 kein Wasser geben.

H. Rose legte kein Gewicht a
 Würtz hat sie für die unterphosp

weil es keine sauren Salze $\begin{matrix} H^4P \\ H \\ R \end{matrix}$

die zwei verschiedene R enthalten
 Phosphorize Ca

erzeugt, giebt mit unterphosphoriger Säure phosphorigsaures Blei (Würtz).

Unterphosphorigsaure Salze werden durch einen Ueberschufs starker Basen in phosphorigsaure und dann in phosphorsäure verwandelt, wobei Wasserstoff frei wird (wobei freilich H. Rose behauptet, das phosphorigsaure Alkalien durch Alkaliüberschufs nicht verändert werden).

So viel steht also fest, das beide Säuren *leicht* zu Phosphorsäure werden, und die Constitution aller eine ähnliche sein müsse, wobei die Zersetzung in der Hitze, die Bildung von H^3P , als ein die Constitution total verändernder Vorgang erscheint.

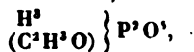
Württemberg hat die unterphosphorige Säure als $H.H^2PO^3$ betrachtet, die phosphorige als $H^2.HPO^3$. Diese Formel bezeichnet aber bloß die krystallisirte Säure und die derselben entsprechenden Salze, während die übrigen eine phosphorige Säure = $H^1.H^2P^2O^7$ voraussetzen würden.

Wir glauben gezeigt zu haben, das beiderlei Arten Salze den Wasserstoff, welcher im Radical steht, nicht in verschiedener Form enthalten, das aber ebensowenig zwei verschiedene Säuren ihnen ihre Entstehung geben, und so müssen wir nothwendig zu dem Schlufs kommen, das beide Arten von Salzen und die krystallisirte Säure selbst *Wasser als solches* enthalten.

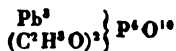


Dieses Wasser tritt als solches niemals aus dem Verband mit den übrigen Elementen aus; es ist durch stärkere Anziehungen gebunden als in den gewöhnlichen Hydraten ¹⁾.

1) Menschutkin hat aus phosphoriger Säure und Chloracetyl eine *Acetopyrophosphorige* Säure erhalten,



daran Bleisalz



ist, während in dem Kali- und Barytsalz nur 2 At. H durch Metall ersetzt sind.

Es ist ein großer und wesentlicher Fortschritt der neueren Chemie, daß die früher sogenannten Hydrate von Säuren und von Basen jetzt als Körper von gleicher Constitution wie das Wasser selbst betrachtet werden, daß die Existenz saurer und basischer Salze, welche Wasserstoff enthalten, anerkannt wird, daß überhaupt da, wo man früher Wasser in Verbindungen voraussetzte, jetzt die Elemente des Wassers auftreten. Man würde aber zu weit gehen, wollte man die Existenz von wirklichen Hydraten in Abrede stellen. Salz- und Wassermoleküle, in mehr oder minder lockerem Verbinde, bilden Krystallmoleküle, deren Wassergehalt von der Temperatur der Lösung bedingt ist, und in trockner und feuchter Luft sich sehr leicht ändert. Freilich kann Wasser, welches bei irgend einer Temperatur aus einer Verbindung austritt, ebenso gut abgeschieden als neugebildet seyn; Hydrate können das Wasser in höherer Temperatur verlieren, und innere Umwandlungen können eine Wasserbildung bei niederen Temperaturen zuwege bringen. Die freiwillige explosive Zersetzung des chloresauren und bromsauren Ammoniaks, bei welcher sich Wasser bildet, ist ein Fall dieser Art. Und wenn das Anhydrid der Schwefelsäure an der Luft zu Schwefelsäure zerfließt, oder Kalium in feuchter Luft zu Aetzkali wird, so muß man eine Zersetzung des Wassers annehmen.

Die Salze gehören im Allgemeinen zu den stabilsten Verbindungen: liefern sie bei mäßigem Erwärmen Wasser, so haben wir dies als präexistirend zu betrachten, selbst wenn die Temperatur, wie z. B. bei Sulfaten des Eisens und Kupfers, sich auf 250° erheben muß, damit das letzte Wassermolekül sich verflüchtigt. Nichts läßt schließeln, daß die Constitution des Salzes hierbei sich ändere. Wenn aber das gewöhnliche phosphorsaure Natron derselben Temperatur (240° nach H. Rose) ausgesetzt war, so ist mit der Entfernung des letzten Wassermoleküls eine innere Veränderung eingetreten, die durch das Hinzutreten von Wasser nicht wieder rückgängig wird, und hierin finden wir einen genügenden Grund zu der Annahme, das Salz sei vor dem

Verlust jenes letzten Wassermoleküls nicht $\text{Na}^4\text{P}^3\text{O}^7 + \text{H}^2\text{O}$, sondern $\text{HNa}^3\text{P}^4\text{O}^4$ gewesen.

Aber nicht immer läßt sich mit Sicherheit entscheiden, ob das Austreten von Wasser die chemische Natur des Körpers modificirt hat; der Rest ist oft unlöslich, oft mag er, in Berührung mit Wasser, dasselbe zersetzen und den früheren Zustand wieder annehmen.

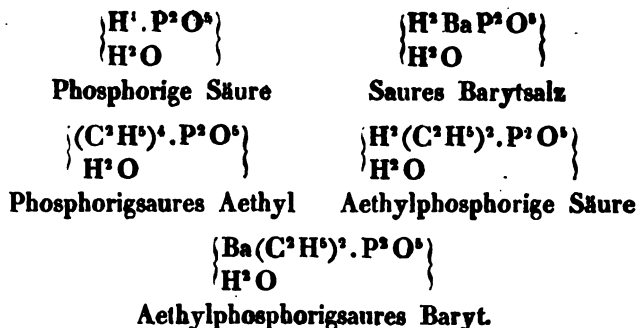
Pyrophosphate sind in Lösungen beständig, unter stärkerem Druck und bei höherer Temperatur werden sie zu Phosphaten durch Aufnahme der Wasserelemente, was bei der freien Pyrophosphorsäure unter gewöhnlichem Druck und bei gewöhnlicher Temperatur erfolgt.

Wenn also die Existenz des Wassers in Verbindungen nicht bezweifelt werden kann, so sind auch solche molekulare Complexe denkbar, in denen 1 Mol. eines Körpers mit einem oder mehren Mol. Wasser in einem festeren Verband sich befindet, so daß, wenn jener zersetzbar ist, die Elemente des Wassers in die Zersetzung eingreifen. In dieser Art folgen 1 oder 2 Mol. Wasser den phosphorigsauren Salzen

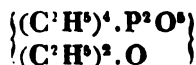


und phosphorige Säure, d. h. $\text{H}^4\text{P}^3\text{O}^6$ ist zur Zeit unbekannt, weil das krystallisirte Hydrat $\left\{ \begin{array}{l} \text{H}^4\text{P}^3\text{O}^6 \\ \text{H}^2\text{O} \end{array} \right\}$ sich in Phosphorwasserstoff und Phosphorsäure spaltet.

Die Wirkung des Phosphortrichlorids auf Wasser HHO und Alkohol $\text{H}(\text{C}^3\text{H}^6)\text{O}$ muß eine analoge seyn. Durch die schönen Versuche von Würtz sind wir mit einem neutralen phosphorigsauren Aethyl und einer äthylphosphorigen Säure bekannt geworden. In diesen, aus wasserhaltigem Alkohol entstandenen Verbindungen existirt das Wasser molekül der Säure und der entsprechend zusammengesetzten normalen Salze noch immer; die zweite Verbindung entspricht gewissen sauren phosphorigsauren Salzen, und ihr Wasserstoff ist durch Metalläquivalente ersetzbar



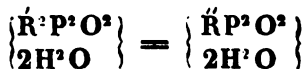
Wirkt aber Phosphortrichlorid auf wasserfreien Alkohol, so entsteht Railtons phosphorigsaures Triäthyl, $(\text{C}^2 \text{H}^5)^3 \text{PO}^3$, welches, wenn seine Constitution analog wäre, als



betrachtet werden kann. Die 2 At. H des Wassers ersetzen hier 2 At. Aethyl.

Ich habe schon früher die Idee ausgesprochen, dafs der Aethylgehalt dieses Körpers nicht gleiche Function habe ¹⁾, und dafs es, bei der von Würtz angenommenen Natur der Säure, vielleicht $\left. \begin{array}{c} (\text{C}^2 \text{H}^5)^2 \\ (\text{C}^2 \text{H}^5) \text{PO} \end{array} \right\} \text{O}^3$ sey. Dieselbe Idee hat kürzlich Ordinaire zu Versuchen veranlafst ²⁾, das eine At. H der Säure durch Brom zu ersetzen, worüber Weiteres zu erwarten steht.

Wenn man der hier vorgetragenen Ansicht von der Natur der phosphorigen Säure und ihrer Salze beipflichtet, so muß man sie auch auf die unterphosphorige Säure übertragen, deren Salze dann



sind. Es fehlt an Versuchen über die freie Säure, welche als



1) Monatsberichte d. Akad. d. Wiss. zu Berlin 1866, S. 549.

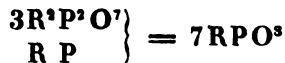
2) *Compt. rend.* LXIV, 363.

zu denken ist, und der Zersetzung in der Hitze als Ganzes unterliegt ebenso wie



Das Verhalten der normalen phosphorigsauren Salze in der Hitze.

Wie schon gesagt, hatten H. Rose's Arbeiten vorzugsweise dieses Verhalten zum Gegenstand. Meine eigenen Erfahrungen führen zu dem Schlufs: alle normalen (Erd- und Metall-) Salze zersetzen sich bei etwa 300° und entwickeln Wasserstoffgas. Der Rückstand ist bei den Salzen $\text{H}^1 \text{R}^2 \text{P}^2 \text{O}^7$ fast blos Pyrophosphat $\text{R}^2 \text{P}^2 \text{O}^7$, bei den Salzen HRPO^3 ist er ein Gemenge von Pyrophosphat und Phosphormetall,



Allein der Vorgang wird durch mehre secundäre Prozesse modificirt. Die meisten Salze der einen wie der anderen Art entwickeln Phosphorwasserstoff, jedoch immer nur sehr wenig, und nach Mafsgabe der Art des Erhitzens¹⁾; das Zinksalz hat mir zuweilen reines Wasserstoffgas gegeben. Hierdurch wird die Annahme H. Rose's²⁾, dafs die Salze HRPO^3 im Gegensatz zu den übrigen ein Gemenge von 2H und H^2P entwickeln, widerlegt.

Ferner wird in der Regel, aber nicht immer (vgl. das Kobaltsalz) ein wenig Phosphor frei. H. Rose schrieb diese Erscheinung auf Rechnung einer Zersetzung von Phosphorwasserstoff durch die Glühhitze. Ich glaube, dafs der Theil des Phosphors, welcher während der Zersetzung erscheint, von der Wirkung des Wasserstoffs auf das Pyrophosphat herrührt. Struve hat nämlich gefunden³⁾, dafs Pyrophosphate beim Glühen in Wasserstoff zu Phosphaten werden,

1) Die Entzündlichkeit des Gases wechselt ebenfalls. Das Bleisalz giebt nach Berzelius selbstentzündliches, nach H. Rose's und meinen Versuchen nicht selbstentzündliches Gas.

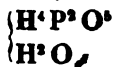
2) *Traité complet* I, 525.

3) *Journal f. pr. Chem.* Bd. 79, S. 345.

wobei Phosphorwasserstoff und rothe Phosphorsubstanz entstehen. Eine andere Phosphorabscheidung erfolgt, wenn der Glührückstand erkaltet, und Luft hinzutritt. Vorher weiße Rückstände färben sich alsdann gelb, rötlich oder bräunlich (Ba, Sr, Ca, Mg, Zn), weil auch diejenigen der Salze $H^4B^3P^3O^7$ etwas Phosphormetall enthalten, welches sich oxydirt und Phosphoroxyd (?) abscheidet. Immer aber ist die Menge des Phosphors hierbei eine sehr geringe. Der Umstand, daß H. Rose die phosphorigsauren Salze fast immer im lufttrocknen Zustande, also mit ihrem Krystallwasser, angewandt hat, während ich sie ohne Ausnahme zuvor erst bei 200° von jenem befreite, mag einen Theil der abweichenden Resultate erklären.

Fassen wir die Resultate der vorliegenden Untersuchungen und die daraus gezogenen Schlüsse zusammen, so ergibt sich:

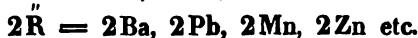
Phosphorige Säure nennen wir die Gruppe $H^4P^3O^7$. Sie ist für sich unbekannt; wir kennen sie nur in molekularer Verbindung mit Wasser,



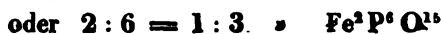
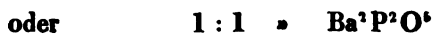
ist die krystallisirte phosphorige Säure.

Sie ist *tetrahydrioch*, d. h. die 4 At. Wasserstoff sind durch Aequivalente von Metallen vollständig ersetzbar. Die Salze, in welchen dies der Fall ist, nennen wir *normale phosphorigsaure Salze*.

Nun werden 4H ersetzt durch



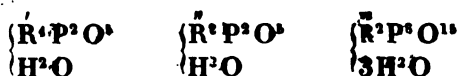
oder $12H = 12R = 6R$ werden ersetzt durch $2R$. Es ist daher das Atomverhältniß von Metall und Phosphor in den normalen phosphorigsauren Salzen



Zur Bildung der letzteren sind 3 Mol. Säure, $3\text{H}^+\text{P}^3\text{O}^5 = \text{H}^{12}\text{P}^3\text{O}^{15}$ erforderlich.

Aber gleichwie die Säure selbst stets mit Wasser einen Molecularcomplex bildet, so auch jedes ihrer Salze. Nun hat die Erfahrung gelehrt, daß die Menge des Wassers auf 1 Mol. $\text{H}^+\text{P}^3\text{O}^5$ oder dessen Aeq. *entweder ein oder zwei oder drei Mol.* beträgt. Wir haben hiernach drei Arten normaler phosphoriger Salze:

I. *Salze der ersten Art*, mit 1 Mol. Wasser. Es sind Salze von K, Na, Am, Mg, Zn, Co Mn, Cd, Pb, Cu, Fe. Ihre Formel ist



II. *Salze der zweiten Art*, mit 2 Mol. Wasser. Salze von Ba, Sr, Ca, Mg, Ni, Zn.



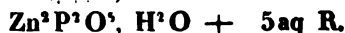
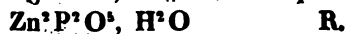
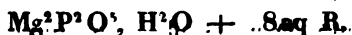
III. *Salze der dritten Art*, mit 3 Mol. Wasser. Beim Mg bisher allein beobachtet.

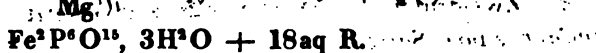
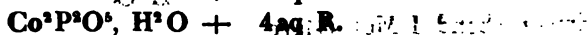
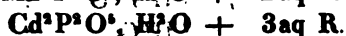
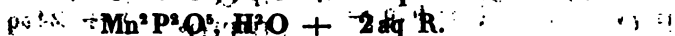


Einige Erd- und Metallsalze enthalten kein Krystallwasser, z. B. die von Ba, Pb und eins von Zn. Die große Mehrzahl jedoch enthält Krystallwasser, welches bei 200° oder früher entweicht.

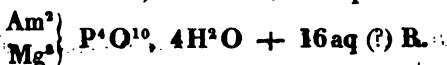
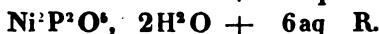
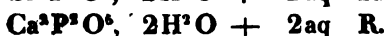
Folgende Uebersicht ergibt die Zusammensetzung der normalen Phosphite, wie sie aus den Untersuchungen von Berzelius, H. Rose, Würtz, und von mir folgt.

I.





II.



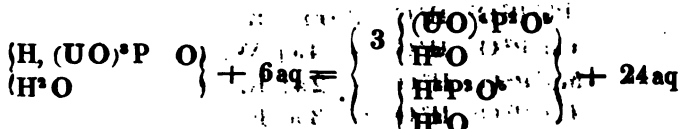
III.



Die phosphorige Säure bildet außerdem verschiedene Reihen *saurer Salze*, welche dadurch entstehen, dafs in der Gruppe $\text{H}^4\text{P}^2\text{O}^6$ nicht der gesammte Wasserstoff, sondern nur ein Theil, durch Metalläq. ersetzt ist. So weit die nicht sehr zahlreichen Untersuchungen gehen, gehören diese sauren Salze sämmtlich der ersten Art an, d. h. das dem Säuremol. $\text{H}^4\text{P}^2\text{O}^6$ entsprechende Salzmol. ist stets mit *einem* Wassermol. vereinigt.

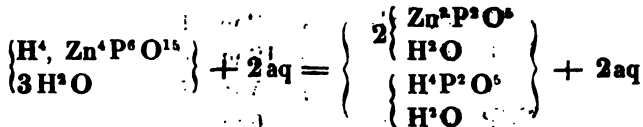
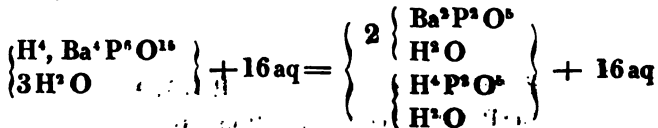
Sie lassen sich natürlich auch als Verbindungen normaler Salze und freier Säure auffassen, wiewohl diese Vorstellung, durch die zweite Reihe der Formel ausgedrückt, durchaus nicht rationell erscheint.

A. Dreiviertel des Wasserstoffs sind durch Metall ersetzt. *Vierdrittelfach saure Salze*. Hierher gehört das Uransalz



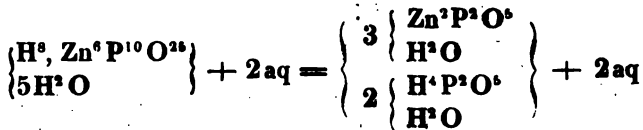
Entsprechend 1 Mol. Säure.

B. Zweidrittel des Wasserstoffs sind ersetzt. *Andert-halbfach saure Salze.*



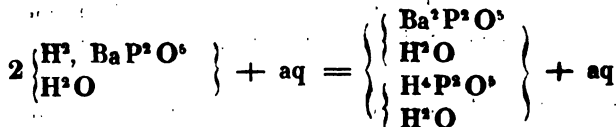
Entsprechend 3 Mol. Säure.

C. Dreifünftel des Wasserstoffs sind ersetzt. *Fünfdrittel-fach saure Salze.*

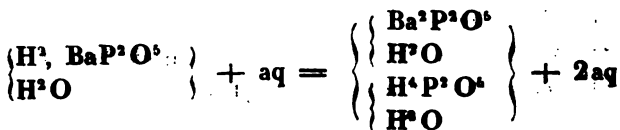


Entsprechend 5 Mol. Säure.

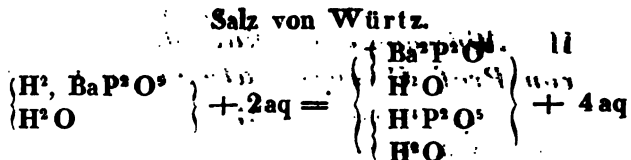
D. Die Hälfte des Wasserstoffs ist ersetzt. *Zweifach saure Salze.*



Salz von H. Rose.



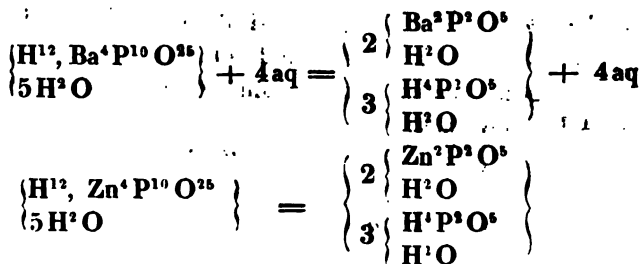
Salz von Würtz.



Salz von Rg.

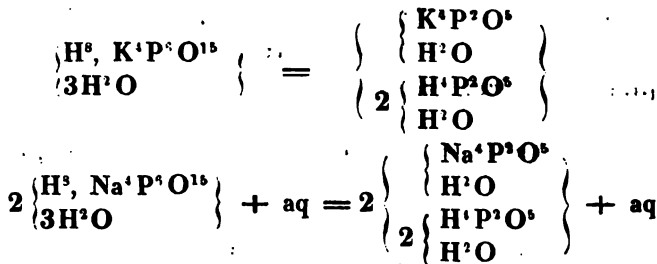
Entsprechend 1 Mol. Säure.

E. Zweifünftel des Wasserstoffs sind ersetzt. *Fünfhalbfauch saure Salze.*



Entsprechend 5. Mol. Säure.

F. Ein Drittel des Wasserstoffs ist ersetzt. *Dreifach saure Salze.*



Entsprechend 3 Mol. Säure.

II. *Mineralogische Mittheilungen;*
 von Prof. G. vom Rath in Bonn.

(Fortsetzung V.)

19. Ueber einige neue und seltene Kalkspathformen.

(Schluss von S. 404.)

b. *Kalkspath von Alston Moor in Cumberland.* Durch das Vorherrschen des negativen Skalenoöders $-2R2$ (∞) $= (a' : \frac{1}{5}b' : \frac{1}{4}a' : \frac{1}{7}b : \frac{1}{3}a' : \frac{1}{4}b' : c)$ sind die Krystalle aus den Bleiglanz-Gängen von Cumberland allbekannt. Lévy hat diesen ausgezeichneten Vorkommnissen folgende Figuren seines Atlas gewidmet:

Fig. 22 Comb. von $-2R2$ und ∞R .

- » 89 » » $-2R2, \infty R, -2R, -\frac{7}{2}R$.
- » 90 » » $-2R2, \infty R, -\frac{1}{2}R, R7$.
- » 92 » » $-2R2, \infty R, R, -\frac{1}{2}R$.
- » 93 » » $-2R2, \infty R, R, -\frac{1}{2}R, -\frac{5}{2}R, -5R$
 nebst einem nicht bestimmbar. Skale-
 noöder [oder Hexagondodecaöder].
- » 94 » » $-2R2, \infty R, \infty P2, -2R$.

Von demselben Fundort, doch mit sehr verschiedener Ausbildung, zeichnet Lévy

Fig. 95 Comb. von $-\frac{1}{2}R, -2R, \infty R, \frac{1}{2}R13$.

- » 112 » » $\infty R, R, -\frac{1}{2}R, -2R2, -5R\frac{7}{2}$.
- » 116 » » $\infty R, -\frac{1}{2}R, -2R, -\frac{7}{2}R, R5$.
- » 118 » » $\infty R, \infty P2, -2R, -2R2$, nebst ei-
 nem unbestimmbaren Skalenoöder.
- » 132 » » $R, \infty R, 13R, \frac{7}{2}R2, R\frac{5}{2}, R9$.
- » 133 » » $R, \infty R, -\frac{1}{2}R, -\frac{1}{4}R, -\frac{7}{2}R, -\frac{5}{2}R\frac{9}{2}$ (?).
- » 151 » » $R, -\frac{1}{2}R, 4R, -14R, \infty P2, R7, -2R2$.

Quenstedt (Mineralogie II. Aufl. S. 406) führt von Alston aufser dem Skalenoöder $-2R2$ und dem ersten Prisma ∞R noch das Skalenoöder $-2R3$ auf, welches Lévy weder aus Cumberland noch von irgend einem andern

Fundorte kennt. Quenstedt giebt nicht an, wie jene Form bestimmt wurde. Die Richtigkeit der Bestimmung möchte vielleicht im vorliegenden Falle zweifelhaft sein. Zu der, wie aus Vorstehendem ersichtlich, bereits großen Mannichfaltigkeit der aus Cumberland bekannten Kalkspathflächen kann ich noch ein neues Hexagondodecaëder hinzufügen. In der Krantz'schen Sammlung befindet sich von genanntem Fundorte ein aus schwarzen Schiefer bestehendes Gangstück, überindet mit Quarz, darauf Bleiglanz und die herrlichsten Kalkspathkrystalle, einige derselben mehrere Zoll groß, die meisten sehr klein, in der Combination. Fig. 11

$$-2R2 = (a' : \frac{1}{2}a' : \frac{1}{2}a' : c), \alpha$$

$$\alpha R = (a : a : \alpha a : \alpha c), c$$

$$8P2 = (\frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a : c).$$

An mehreren der Krystalle kann man sehr schön beobachten, daß die verborgene Kante zweier einander in der Endecke gegenüber liegender Flächen von $-2R2$ durch die Spaltungsfläche R abgestumpft wird. An der Combination $-2R2$ und αR werden nun die dreierleikantigen Combinationsecken durch kleine Flächen abgestumpft. Schon der Augenschein lehrt, daß die ebenen Winkel auf αR , welche durch die neuen Flächen gebildet werden, gleich sind. Beide Combinationsecken wurden durch eine annähernde Messung mittelst des gewöhnlichen Reflexions-Goniometers einander gleich und zwar = circa 149° gefunden; der berechnete Werth ist $146^\circ 58'$. Ferner konnte ich folgende Zonen beobachten: $-2R2$ (diejenige Fläche, welche in der Fig. die Bezeichnung trägt), die neue Fläche (in der Fig. bezeichnet $8P2$), αR (die in der Fig. zur Linken liegende Fläche des hexag. Prisma). Da jede Fläche der neuen Form in zwei so bezeichnete Zonen fällt, so folgt daraus die oben gegebene Formel.

Für dies Dodecaëder, welches spitzer ist als alle bisher bekannten, beträgt der Winkel der Endkante = $120^\circ 42'$, der Seitenkante $163^\circ 18'$,

die Neigung der Endkante zur Verticalaxe = $9^\circ 35'$

• • • Fläche • • • = $8^\circ 20'$.

Die Mohs'sche Bezeichnung dieser Form würde seyn 12P. Ein Verzeichniß der bisher am Kalkspath beobachteten Hexagondodecaëder nebst ihrer Berechnung gab Hessonberg, Min. Not. 3. Forts. S. 7.

Noch ist zu bemerken, daß jenes Skalenoëder $-2R3$, welches Quenstedt angiebt, gleichfalls in die Zone $-2R2$, ∞R (nicht anliegend) fallen würde. Sollte die von ihm beobachtete Fläche vielleicht unser Dodecaëder seyn?

c. *Kalkspath von Hausach in Baden.* Während die durch die Combination $-2R2$, ∞R ausgezeichneten Krystalle von Cumberland in allen Sammlungen sich befinden, dürften die in Fig. 12 dargestellten Krystalle wohl nur Wenigen bekannt seyn. Sie sind bemerkenswerth theils wegen des Vorherrschens der vollkommen glänzenden Hauptrhomboëderflächen — einer bekanntlich nicht gewöhnlichen Erscheinung, — theils wegen der seltenen damit in Combination tretenden Formen. Die in Rede stehende Stufe bietet auf einem granitischen Gesteine zahlreiche kleine und kleinste, höchst zierliche Kalkspathkrystalle dar, im Maximum 2 Linien groß. Aus der Krantz'schen Sammlung. Die Combination besteht aus folgenden Formen:

$$R = (a : a : \infty a : c), P$$

$$4R = (\frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a : \infty a : c), m$$

$$13R = (\frac{1}{13}a : \frac{1}{13}a : \infty a : c), i$$

$$-\frac{1}{2}R = (\frac{1}{2}a' : \frac{1}{2}a' : \infty a : c), \varphi$$

$$R3 = (a : \frac{1}{2}b : \frac{1}{2}a : \frac{1}{2}b' : \frac{1}{2}a : b : b), r$$

$$-\frac{1}{2}R3 = (\frac{1}{2}a' : \frac{1}{2}b' : \frac{1}{2}a' : \frac{1}{2}b : \frac{1}{2}a' : \frac{1}{2}b' : c), b$$

$$8P2 = (\frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a : c)$$

$$\infty R = (a : a : \infty a : \infty c), e$$

An den kleinen Krystallen tritt schön hervor, wie sowohl das Hauptskalenoëder $R3$, als auch $-\frac{1}{2}R3; b$ (welche Form als eine seltener auftretende bereits bei den Krystallen vom Oberen See erwähnt wurde) die Endkanten von $4R$, m , zuschärfen. Der Parallelismus der fünf Kanten $4R$, $R3$, $-\frac{1}{2}R3$ trägt besonders dazu bei, den Krystallen ihren zierlichen Habitus zu geben. Das an den Krystallen aus Cumberland neu bestimmte Hexagondodecaëder $8P2$

fand ich zu meiner Freude an den Krystallen von Hausach wieder. Nachdem der dodecaëdrische Charakter dieser Form an der Gleichheit der beiden Combinationsecken zwischen $SP2$ und αR erkannt, folgt der specielle Ausdruck sofort aus der Betrachtung einer Zone, welche auf das deutlichste ausgeprägt ist: $4R$, $SP2$, αR . Wenn demnach an den Krystallen Fig. 11 aus Cumberland das Rhomboëder $4R$ aufträte, so würde dasselbe einen Kantenparallelismus mit $-2R2$ (α) und $SP2$ bilden. — Außer der bereits angegebenen Zone von $4R$ über $SP2$ zu αR , welche an den Krystallen gewöhnlich sofort in die Augen springt, existirt noch eine zweite, nämlich αR (die rechts vorne in der Figur liegende Fläche), $SP2$ (die mit der Legende versehene Fläche), $4R$ (die auf der hintern Seite links liegende). Die Krystalle von Hausach zeigen eine im Allgemeinen beim Kalkspath ganz ungewöhnliche Eigenthümlichkeit: Während derselbe nämlich gewöhnlich um die Verticalaxe symmetrisch ausgebildet ist, so daß die drei Rhomboëderflächen ungefähr gleiche Ausdehnung besitzen, dominiren an unserem Vorkommnisse zwei oder auch nur eine Fläche R : seltener findet sich eine gleichmäßige Ausbildung der drei Flächen. Man wird an die Ausbildung der Bergkrystalle von *La Gardette en Dauphiné* erinnert. Die vortreffliche Bildung der Hauptrhomboëderflächen, verbunden mit der Kleinheit der Krystalle, veranlassten mich an vier Individuen mit dem Mitscherlich'schen Goniometer jede der drei Rhomboëder-Endkanten zu messen. Es gelang nicht, eine Differenz nachzuweisen weder in der GröÙe der betreffenden Kanten desselben Krystalls, noch auch der Kanten verschiedener Krystalle.

Das Mittel sämptlicher Messungen ergab für die Endkante von R den Werth $105^{\circ} 4,8'$. Bekanntlich bestimmte Mitscherlich den Endkantenwinkel des Kalkspath-Rhomböders bei $10^{\circ} C_4 = 105^{\circ} 3' 59''$, bei $164^{\circ} = 104^{\circ} 52' 25''$ (s. Lehrb. d. Krystallogr. v. Miller, übers. u. erweít. v. Grailich S. 234).

d. *Kalkspath von St. Andreasberg*. Wenn ein Mineral auf derselben Lagerstätte d. h. unter denselben Bedingungen

gebildet, in der Regel dieselbe Krystall-Ausbildung zeigt¹⁷⁾, so bildet das jüngere Kalkspath-Vorkommen der Gänge von Andreasberg von jener Erfahrung eine bemerkenswerthe Ausnahme. Ich kann es nicht unternehmen, die verschiedenen Andreasberger Krystalltypen aufzuführen, sondern muss mich auf die Mittheilung einiger neuer und ungewöhnlicher Formen und Combinationen beschränken, welche sich in der Krauttschen Sammlung finden, Fig. 13 bis 16.

Fig. 13 stellt eine Combination folgender Formen dar:

$$\begin{aligned} \frac{10}{3} P2 &= \left(\frac{2}{3} a : \frac{2}{15} a : \frac{2}{3} a : c\right), 8P \text{ (Mohs)} \\ -\frac{1}{2} R &= (2a' : 2a' : x a : c), g \\ oR &= (c : \infty a : \infty a : x a), b \\ xR &= (a : a : x a : x c), c. \end{aligned}$$

Das neue Hexagondodecaëder $\frac{10}{3} P2$ wurde durch annähernde Messungen (eine genaue erlaubte die Flächenbeschaffenheit nicht) bestimmt. Es beträgt für dies Dodecaëder der Winkel der Endkante = $121^\circ 30\frac{1}{2}'$, der Seitenkante = $155^\circ 5\frac{1}{2}'$. Die Neigung der Endkante zur Verticalaxe = $14^\circ 13\frac{1}{2}'$, der Fläche zur Verticalaxe = $12^\circ 27\frac{1}{2}'$.

Die Combinationsecke der Flächen $\frac{10}{3} P2 : \infty R$ ist = $147^\circ 45\frac{1}{2}'$.

Durch die neuen Dodecaëder von Cumberland und Andreasberg steigt die Zahl der am Kalkspath bekannten Formen dieser Art auf neun, welche nach ihrer Höhe geordnet (indem wir für die bisher bekannten Hessenberg's Tabelle a. a. O. benutzen) folgende sind:

	Endkante:
$\frac{3}{2} P2 = (3a : \frac{3}{2} a : 3a : c)$	$131^\circ 21'$
$\frac{10}{3} P2 = (\frac{2}{3} a : \frac{2}{15} a : \frac{2}{3} a : c)$	$139 \quad 44$
$\frac{4}{3} P2 = (\frac{2}{3} a : \frac{2}{3} a : \frac{2}{3} a : c)$	$135 \quad 51\frac{1}{2}$
$\frac{5}{3} P2 = (\frac{2}{3} a : \frac{2}{3} a : \frac{2}{3} a : c)$	$125 \quad 30\frac{1}{2}$
$4 P2 = (\frac{1}{2} a : \frac{1}{2} a : \frac{1}{2} a : c)$	$122 \quad 88\frac{1}{2}$
$\frac{14}{3} P2 = (3a : \frac{2}{3} a : \frac{2}{3} a : c)$	$121 \quad 58\frac{1}{2}$
$\frac{10}{3} P2 = (\frac{2}{3} a : \frac{2}{15} a : \frac{2}{3} a : c)$	$121 \quad 36\frac{1}{2}$
$6 P2 = (\frac{1}{2} a : \frac{1}{2} a : \frac{1}{2} a : c)$	$121 \quad 18$
$8 P2 = (\frac{1}{2} a : \frac{1}{2} a : \frac{1}{2} a : c)$	$120 \quad 42$

17) s. H. Credner Geogn. Besch. d. Bergwerksdistricts v. St. Andreasberg. Zeitschr. d. D. geol. Ges. XVII, S. 163—231 (Andreasb. Kalkspath S. 220).

Fig. 14 ist eine Combination des ersten spitzen Rhomboëders, des würfelförmlichen, der Basis nebst einem neuen negativen Skalenoëder

$$-2R = (\frac{1}{2}a' : \frac{1}{2}a' : \infty a : c), f$$

$$-\frac{2}{3}R = (\frac{2}{3}a' : \frac{2}{3}a' : \infty a : c), h$$

$$oR = (\infty a : \infty a : \infty a : c), o$$

$$-\frac{26}{33}R2 = (\frac{11}{18}a' : \frac{7}{18}b' : \frac{11}{18}a' : \frac{5}{18}b' : \frac{11}{33}a' : \frac{26}{33}b' : c), \xi \text{ in Fig. 14.}$$

Das Skalenoëder $-\frac{26}{33}R2$ mißt in den längeren

Endkanten	= 155° 43'
in den kürzeren Endkanten	= 101 35
in den seitlichen Kanten	= 114 54

Es beträgt die Neigung der längeren Endkante

zur Verticalaxe	= 29° 23½'
do. do. der kürzeren	= 38 15½'

Durch Messung fand ich die beiderlei Endkanten 155° 45' und 101° 30'. Da sich die Flächen dieser Form gegen die Seitenkanten hin etwas wölben, so findet man den Werth dieser letzteren stets etwas zu groß. Dauber maß 115° 40'.

Die vier verhüllten Rhomboëder des Skalenoëders $-\frac{26}{33}R2$ sind:

$$y = \frac{1}{3}R, x = -\frac{1}{3}R, k = \frac{1}{33}R, r = -\frac{26}{33}R,$$

von denen keines bisher beobachtet wurde. Es verdient hervorgehoben zu werden, wie sehr stumpf die dreierlei Combinationskanten sind, in welchen die Rhomboëder $-\frac{1}{3}R$ und $-2R$ einander und das neue Skalenoëder schneiden. Es betragen nämlich die Kanten

$$-\frac{2}{3}R : -2R = 172^\circ 46'; \quad -\frac{2}{3}R : \xi = 166^\circ 59\frac{1}{2}'; \\ -2R : \xi = 167^\circ 36'.$$

Wollte man Zweifel hegen an der Richtigkeit der Bestimmung dieses Skalenoëders ξ mit Rücksicht auf das wenig einfache Zeichen desjenigen Rhomboëders ($-\frac{26}{33}R$), welches durch die Seitenkanten des Scalenoëders bestimmt wird, so würden sich zum Vergleiche zwei Formen mit einfacheren Axenschnitten eignen, von denen die eine unbekannt, die andere bekannt ist; nämlich das Skalenoëder $-R2$, d. h. die Ergänzungsform einer sehr seltenen, von Mon-

teiro, aufgefundenen Form (2), deren längere Endkante = $155^{\circ} 50'$, die kürzere = $102^{\circ} 11'$, die Seitenkante = $113^{\circ} 45'$; oder das Skalenoëder $-\frac{2}{3}R2$, von Lévy aufgefunden, mit den Endkanten $155^{\circ} 7'$, $99^{\circ} 26'$, und der Seitenkante $119^{\circ} 6'$.

Das bisher noch nicht beobachtete Skalenoëder $-R2$ steht demnach unserem ξ noch näher als $-\frac{2}{3}R2$ (denn $\frac{2}{3} - 1 < \frac{2}{3} - \frac{2}{3}$); doch sind die Messungen der Kanten von ξ hinlänglich genau, um die neue Form zu verbürgen. Wie eine zu dem betreffenden Stücke der Kranz'schen Sammlung gehörige Etiquette beweist, waren die in Rede stehenden Krystalle bereits Gegenstand der Messungen des verewigten Dauber. Seine Resultate stimmen mit den meinen sehr nahe überein, und er leitete schon aus seinen Messungen die Form $\propto (\frac{2}{3}c : \frac{1}{3}b' : b' : \frac{1}{3}b)$ ab, welche mit der obigen identisch ist.

Außer der in Fig. 14 dargestellten Combination finden sich zu Andreasberg noch andere von sehr ähnlichem Ansehen, dennoch aber durch verschiedene Formen gebildet. Nicht ohne Interesse wird man unsere Fig. 14 mit Lévy's Fig. 96 vergleichen (kopirt bei Dufrénoy, *Atl. pl. 24, Fig. 147*). Beide sind im Habitus sehr verwandt; doch haben sie gemeinsam nur das Rhomboëder $-2R$ und die Basis oR , mit denen sich in der Lévy'schen Figur verbinden: das Rhomboëder $-\frac{2}{3}R (e^2)$ und das Skalenoëder $-\frac{4}{5}R\frac{2}{5} (e^2) = (4a' : \frac{4}{3}a' : \frac{2}{3}a' : c)$. Nach Zippe betragen die Endkanten dieser Form $167^{\circ} 6'$ und $95^{\circ} 15'$, die Seitenkante $103^{\circ} 40'$. Die große Verschiedenheit dieser Winkel und der oben für $-\frac{2}{3}R2$ angegebenen hebt den Verdacht, daß hier eine Verwechslung vorliege, welchen die Betrachtung der Figuren wohl nahe legen könnte.

An einigen der Krystalle obiger Combination tritt noch sehr untergeordnet ein Rhomboëder erster Ordnung auf, dessen Kanten mit ξ scheinbar parallel laufen den Kanten $\xi : f$. Unter den bekannten Rhomboëdern kommt dieser Bedingung am nächsten die Form $\frac{1}{2}R$, deren Combinations-

kante mit ξ indess gegen das Krystallende hin divergiren würde mit der Kante $\xi:f$. Wenn der Parallelismus jener Kanten wirklich statt hätte, so würde das Rhomboëder neu seyn, und einen ziemlich complicirten Axenschnitt erhalten. Da indess die Flächen sehr klein und matt sind, so läßt sich die Sache nicht entscheiden.

Die zierlichen Krystalle sind im Allgemeinen durchsichtig; matt und weiß ist die Basis, von derselben zieht sich ein milchweißer Streifen in der Richtung der Verticalaxe hinab. Die Flächen $-\frac{2}{3}R$ sind gestreift parallel ihrer schiefen Diagonale, die Flächen ξ neigen namentlich bei den größeren Krystallen zur Wölbung. Die Individuen sind zu kleinen Gruppen, Thürmchen gleich zusammengelagert, und begleitet von Schwerspath und Bleiglanz.

Fig. 15 bietet zwar keine neue Form, aber eine Combination zum Theil seltener Flächen dar

$$-\frac{1}{3}R = (2a' : 2a' : \infty a : c), g$$

$$R = (a : a : \infty a : c), P$$

$$-\frac{2}{3}R = (\frac{2}{3}a' : \frac{2}{3}a' : \infty a : c)$$

$$-R\frac{2}{3} = (3a' : \frac{1}{3}b' : \frac{2}{3}a' : \frac{1}{3}b' : \frac{2}{3}a' : b' : c), v$$

$$oR = (\infty a : \infty a : \infty a : c), o$$

$$\infty R = (a : a : \infty a : \infty c), c$$

Das Rhomboëder $-\frac{2}{3}R$ ist bisher nur zwei Mal beobachtet worden an Krystallen von Andreasberg: zunächst von Zippe (s. Taf. VII, Fig. 90) als Abstumpfung der längeren Endkanten des seltenen Skalenoëders $-\frac{2}{3}R5$, nicht wie es in der Aufzählung der Rhomboëder heißt »in einer Combination als Abstumpfung der längeren Axenkanten von $-\frac{2}{3}R7$ « [dieses letztere Rhomboëder ist weder bekannt, noch hat es die angedeutete Relation zu $-\frac{2}{3}R$, vergl. Hensenberg, Min. Not. 2. Forts. S. 13] ¹⁾. Ferner wurde $-\frac{2}{3}R$

1) Wer das verdienstreiche und unentbehrliche Werk Zippe's »Uebers. d. Krystallgest. des rhomboëdr. Kalkhaloids« häufiger benutzt hat, wird nicht ganz wenige Druckfehler und Irrungen in demselben bemerkt haben, welche bei einer größeren Arbeit dieser Art fast unvermeidlich sind. Möchte es Jemand unternehmen, das genannte Werk zu revidiren und gemäß der heutigen Kenntniß des Kalkspathsystems zu vervollständigen.

von Hesseberg beobachtet in Combination mit $-2R$ und einem negativen nicht bestimmbar bauchigen Skalenoöder Fig. 2E (a, a, O).

Das Skalenoöder $-R\frac{3}{2}$ (r), dessen Ergänzungsförm nicht so selten ist (z. B. bei Lévy Fig. 11B als rh) findet sich bei Lévy nur ein Mal beobachtet an dem merkwürdigen Krystall Fig. 121, eine Combination von $-R\frac{3}{2}$ (bei L. $e\frac{3}{2}$) nebst $-\frac{1}{2}R$, $-\frac{1}{3}R$, $-2R$, $-2R2$.

Wie die schärfere Endkante von $-R\frac{3}{2}$ durch das Hauptrhomboöder, so würde die stumpfere Endkante durch das würfelförmliche Rhomboöder $-\frac{2}{3}R$ abgestumpft werden, eine Combination, welche gleichfalls zu Andreasberg sich gefunden hat.

Die verhüllten Rhomboöder von $-R\frac{3}{2}$ erhalten folgende Ausdrücke

$$y = 3R, x = -2R, k = \frac{1}{3}R, r = +\frac{1}{3}R.$$

Unser Skalenoöder, welches, wie aus seinem Rhomboöder x ersichtlich, in die Kantenzone des ersten spitzeren gehört, verräth, wenn die Krystalle etwas größer werden, Neigung zur Flächenwölbung. Dasselbe bemerkt auch Lévy bei den von ihm beschriebenen Krystallen. Die Basis matt, die Flächen $-\frac{1}{2}R$ wie gewöhnlich gestreift. Die Krystalle, deren Größe zwischen $\frac{1}{2}$ Linie und $\frac{1}{4}$ Zoll, sitzen auf einem aus blättrigem Kalkspath nebst Bleiglanz bestehenden Gangstück.

Fig. 16 bietet die Combination eines neuen Skalenoöders, nebst zwei neuen die Endkanten desselben abstumpfenden Rhomboedern dar:

$$5R = (\frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a : \infty a : c)$$

$$-\frac{1}{2}R = (\frac{2}{3}a' : \frac{2}{3}a' : \infty a : c)$$

$$R\frac{1}{2} = (\frac{2}{3}a : \frac{2}{3}b : \frac{2}{3}a : \frac{2}{3}b' : \frac{2}{3}a : b : c)$$

$$\infty P2 = (2a : a : 2a : \infty a)$$

Die längeren Endkanten von $-R\frac{1}{2}$ werden durch $5R$, die kürzeren durch $-\frac{1}{2}R$ abgestumpft.

Das Rhomboöder $5R$, dessen Ergänzungsförm nicht ganz selten, zuweilen herrschend auftritt (s ; bei Lévy d), gehört zu einer Nebenreihe erster Ordnung. Endkantenwin-

kel = $63^{\circ} 50\frac{1}{2}'$. Neigung der Flächen gegen die Basis $oR = 101^{\circ} 27\frac{1}{4}'$. Neigung gegen das erste hexagonale Prisma = $168^{\circ} 32\frac{1}{4}'$; gegen die Flächen des Hauptrhomboëders = $146^{\circ} 4\frac{1}{4}'$.

Das Rhomboëder $-\frac{1}{2}R$, dessen Ergänzungsform nicht ganz zuverlässig von Bournon bestimmt wurde (nach Zippe), gehört einer Nebenreihe dritter Ordnung an. Endkantenwinkel = $64^{\circ} 42'$. Neigung der Flächen gegen die Basis $oR = 102^{\circ} 42'$, gegen das erste hexagonale Prisma = $167^{\circ} 18'$.

Das Skalenoëder $R\frac{1}{3}$ misst in den längeren

Endkanten	= $131^{\circ} 13'$
in den kürzeren	= $110^{\circ} 46'$
in den seitlichen Kanten	= $156^{\circ} 42'$

Durch Messung wurden die beiderlei Endkanten gefunden $131^{\circ} 20'$ und $110^{\circ} 48'$. Die vier verhüllten Rhomboëder des Skalenoëders $R\frac{1}{3}$ sind:

$$y = -10R, x = 9R, k = -\frac{2}{3}R, r = \frac{1}{3}R.$$

Die Krystalle sind auf sogenanntem gehacktem Quarze aufgewachsen, $5R$ matt, $-\frac{2}{3}R$ etwas glänzender, aber zartwellig, an der Spitze in ein stumpferes Rhomboëder übergehend. Die Größe der Krystalle zwischen zwei Linien und einem Zoll. Schon Dauber maß und bestimmte obige Combination, laut beiliegender Eitquette.

e. *Kalkspath von Arendal*. Zu den nicht allgemein bekannten, wohl aber merkwürdigsten Fundstätten des Kalkspaths gehört das mineralreiche Arendal. Lévy bildet in seinem Atlas keinen Krystall von diesem Fundorte ab. In Zippe's Werk findet sich die erste und einzige bildliche Darstellung der in Rede stehenden Krystalle s. Taf. V, Fig. 60. Als Träger der Combination erscheint das Skalenoëder $R5$ (y), hinzutreten die Skalenoëder $R7$ (z) und $\frac{2}{3}R3$ (\bar{z}), — von denen das erstere die seitlichen Kanten von $R5$ zuschärft, — ferner das Hauptrhomboëder R , das erste stumpfere $-\frac{1}{2}R$ (g) und das zweite Prisma $\propto P2$ (u). Die Krystalle sind wasserhell, begleitet von Botryolith.

In der Sammlung meines Freundes Hessenberg befinden sich (wie derselbe mir brieflich mittheilt d. d. 22. Jan. 1867) sehr schöne Krystalle von Arendal mit folgenden Formen:

$$R12, R, -\frac{1}{2}R, R3, 4R, \infty P2, \infty R, -\frac{1}{2}R.$$

Hessenberg, indem er mir ein, in der ihm eigenthümlichen kunstreichen Weise gefertigtes Modell dieser Combination übersandte, bemerkte: »dafs die Flächen R feingittert sind, nicht so spiegelglänzend wie z. B. die gleichen Flächen der Krystalle von Bleiberg (Miner. Not. 3. Forts. Taf. I, Fig. 1 und 4) von ungefähr ähnlichem Habitus und Gröfse.«

Die Krantz'sche Sammlung bietet von Arendal (Kjenli-Grube) ausgezeichnete Stufen dar, deren bemerkenswerthe Typen in den Figuren 17 und 18 dargestellt sind.

Nicht durch neue Flächen, wohl aber durch schöne Ausbildung und die zuweilen vollkommen spiegelnden Flächen R ziehen die Krystalle unsere Aufmerksamkeit auf sich. Träger der Combination Fig. 17 ist das sehr spitze Skalenoëder

$$R13 = (\frac{1}{2}a : \frac{1}{15}b : \frac{1}{15}a : \frac{1}{30}b' : \frac{1}{4}a : b : c),$$

womit sich verbinden

$$R = (a : a : \infty a : c), P$$

$$4R = (\frac{1}{4}a : \frac{1}{4}a : \infty a : c), m$$

$$-2R = (\frac{1}{2}a' : \frac{1}{2}a' : \infty a : c), f$$

$$-\frac{1}{2}R = (2a' : 2a' : \infty a : c), g$$

$$\infty P2 = (2a : a : 2a : \infty c), u$$

Das Skalenoëder $R13$ ist eines der spitzesten aus der Kantenzone des Hauptrhomboëders, es wurde von Lévy aufgefunden, theils ohne andere Combinationsformen (s. *Atl. pl. I, Fig. 7*), von den Farøern, theils mit dem Rhomboëder $-\frac{11}{4}R$ (*pl. II, Fig. 20*), beide Figuren kopirt im Atlas zu Dufrénoy, *Pl. 29, Fig. 181; Pl. 30, Fig. 185*.

Die in Fig. 17 dargestellten Krystalle bieten zuweilen noch ein Skalenoëder aus der Kantenzone des Hauptrhomboëders dar, abstumpfend die Kante $R : g$, vielleicht $\frac{1}{2}R3$ (t), dessen Flächen zuweilen über R vorherrschen. — Die

geschilderten Krystalle, 2 bis 3 Linien groß, sind auf magnetisensteinhaltigem Grünstein in Begleitung von Botryolith aufgewachsen. An den Stücken bemerkt man eine zweifache Kalkspathbildung, eine ältere in unbestimmbaren Skalenoëdern mit einem mehr oder weniger dicken Ueberzuge von Botryolith bedeckt, und eine jüngere, die dargestellten Krystalle bildende. Diese letzteren sind entweder ganz frei von Botryolith oder doch nur stellenweise mit einem dünnen Anfluge dieses Bor säurehaltigen Minerals bedeckt. An der Combination Fig. 18, herrschen das Rhomboëder R und das zweite Prisma, ρP_2 ; untergeordnet treten hinzu

$$\frac{1}{2}R = (2a' : 2a' : \infty a : c), g$$

$$-2R = (\frac{1}{2}a' : \frac{1}{2}a' : \infty a : c), f$$

$$4B = (\frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a : \infty a : c), m$$

$$R\frac{1}{2} = (\frac{2}{3}a : \frac{1}{3}b : \frac{2}{3}a : \frac{1}{3}b : \frac{2}{3}a : b : c)$$

$$\frac{2}{3}R_2 = (5a : b : \frac{2}{3}a : \frac{2}{3}b : \frac{2}{3}a : \frac{2}{3}b : c) \omega$$

$$\infty R = (a : a : \infty a : \infty c), c.$$

Das Skalenoëder $R\frac{1}{2}$ scheint von Zippe für nicht ganz sicher gehalten zu werden, Lévy führt es nicht auf, wohl aber Haüy und Bournon.

$\frac{2}{3}R_2$ ist als Zuschärfung der Endkanten des Hauptrhomböders oder als Abstumpfung der Combinationskanten zwischen diesem und dem ersten stumpferen nicht selten, nächst $\frac{1}{2}R_3$ (t) wohl die häufigste der in dieser Weise auftretenden Formen. Die verhüllten Rhomboëder sind

	y	x	k	r
für $R\frac{1}{2}$	$-9R$	$8R$	$-\frac{7}{3}R$	$\frac{1}{3}R$
" $\frac{2}{3}R_2$	$-\frac{7}{3}R$	R	$-\frac{1}{3}R$	$\frac{2}{3}R$

Wegen der vollkommenen Beschaffenheit der Flächen des Hauptrhomböders zogen die Krystalle Fig. 18 bereits die Aufmerksamkeit Dauber's auf sich. Seine Absicht, die Grundform des Kalkspaths an diesen seltenen und ausgezeichneten Krystallen genau zu messen, hat er indess nicht zur Ausführung bringen können. Ich habe an mehreren der Krystalle mit dem Mitscherlich'schen Goniometer die Endkante des Hauptrhomböders genau gemessen. Die Differenzen meiner Messungen der drei Kanten ein- und

desselben Krystalls und ebenso verschiedener Krystalle erreichen noch nicht 1', und schwanken zwischen $105^{\circ} 4\frac{1}{2}'$ und $105^{\circ} 5\frac{1}{2}'$.

f. *Kalkspath von Beresowsk*, Fig 19, ist eine Combination des Hauptrhomboëders mit dem ersten stumpferen, einem spitzen Rhomboëder zweiter Ordnung und der Basis.

$$\begin{aligned} R &= (a : a : \infty a : c), P \\ -\frac{1}{2}R &= (2a' : 2a' : \infty a : c), g \\ -5R &= (\frac{2}{5}a' : \frac{2}{5}a' : \infty a : c), s \\ 0R &= (\infty a : \infty a : \infty a : c), o. \end{aligned}$$

Die Basis ist fein gestreift parallel den Seiten eines regulären Sechsecks, dabei ein Wenig gewölbt, R matt, $-\frac{1}{2}R$ fein gestreift parallel der Combinationskante mit R . $-5R$ glänzend und glatt. Die Krystalle, welche sich durch ihre höchst symmetrische, in der Figur wiedergegebene Ausbildung auszeichnen, sind auf einer Brauneisenstein-Druse in großer Menge aufgewachsen. Größe zwei bis drei Linien. Krantz'sche Sammlung.

g. *Kalkspath von Maxen bei Dresden*, Fig. 20, bietet eine Combination von

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2}R &= (2a' : 2a' : \infty a : c), g \\ -\frac{2}{3}R &= (\frac{2}{3}a' : \frac{2}{3}a' : \infty a : c) \\ \infty R &= (a : a : \infty a : c), c. \end{aligned}$$

Das Rhomboëder $-\frac{1}{2}R$ ist eines der seltensten. Lévy führt es zwei Mal auf (e^3): Fig. 113 an einem Krystall aus dem *Département de l'Isère*, und Fig. 121 von Derbyshire. Neigung von $-\frac{2}{3}R : \infty R = 130^{\circ} 48'$ (berechnet); $130^{\circ} 40'$ (beobachtet). Die Krystalle haben eine irisirende Oberfläche, die meisten sehr klein, doch einer fast zwei Zoll groß, auf dichtem Kalkstein aufgewachsen. Nach einer Mittheilung von Dr. Krantz tritt bei Maxen im Thonschiefer ein Kalklager auf, dessen Klüfte mit den dargestellten Krystallen bedeckt sind.

h. *An Kalkspathkrystallen von Freiberg*, welche als Träger ein stumpfes Rhomboëder zweiter Ordnung, außerdem nur noch untergeordnet das erste und zweite Prisma

darbieten, bestimmte bereits Dauber laut beiliegender Etiquette jenes herrschende Rhomboëder als ein neues

$$-\frac{2}{3}R = (\frac{2}{3}a' : \frac{2}{3}a' : x a : c)$$

welche Bestimmung ich bestätigen kann. Die Ergänzungsförm des vorliegenden Rhomboëders führt Lévy [a^2] in seiner Fig. 134 untergeordnet auf: außerdem scheint sie nicht beobachtet zu seyn. Zippe bezeichnet sie deshalb als zweifelhaft. Die Krystalle mit herrschendem $-\frac{2}{3}R$ haben den Habitus von Rhomboëdern $-\frac{1}{3}R$. Man braucht indeß nur eine Spaltungsfläche darzustellen, um den Unterschied beider wahrzunehmen, es konvergiren nämlich nach oben auf einer Fläche R die Combinationskanten mit $-\frac{2}{3}R$.

Endkantenwinkel des neuen Rhomboëders = $142^{\circ} 58'$

Neigung der Flächen gegen die Basis = $158^{\circ} 28'$

„ „ „ „ das erste Prisma = $111^{\circ} 32'$.

Die Krystalle sind in Begleitung von Kupferkies zunächst auf Braunspath, dieser auf einer Quarzplatte aufgewachsen.

i. *Kalkspath von Island.* Man hat bekanntlich nur selten Gelegenheit, wohl ausgebildete Krystalle von jenem Fundorte zu sehen. Die interessanten Combinationen und neuen Formen, welche Dr. Hessenberg beschrieb (Min. Not. 6. Forts. S. 1 bis 4, Figg. 7 bis 10) beziehen sich auf sehr kleine Krystallisationen, welche in Drusen und Hohlräumen größserer Spaltungsstücke zur Entwicklung kamen. Deshalb möchte es hier der Erwähnung nicht unwerth seyn, daß sich in der dänischen Abtheilung der Pariser Ausstellung von 1867 ein $2\frac{1}{2}$ Fufs großer, 1 Fufs dicker wohlausgebildeter Kalkspathkrystall von Island befand. Herrschend erscheint das Hauptskalenoëder $R3$, dazu das Hauptrhoimboëder R , nebst einem zweiten Skalenoëder, welches die Endkante von R zuschärft, wahrscheinlich $\frac{1}{2}R3 = (4a : \frac{1}{2}a : 2a : c)$, t . Die Oberfläche des riesigen Krystalls ist matt, mit Desmin (Breithaupt) bedeckt.

k. *Kalkspath-Stalaktiten aus der Höhle Bellamar bei Matanzas auf Cuba.* In der Sitz. d. niederrh. Ges. f. Nat. und Heilk. v. 7. Juni 1866 legte der Hr. Brghptm. a. D. Prof. Nöggerath eine von Hrn. Göttig zu Bonn dem naturhistorischen Museum unserer Universität verehrte große

Kalkspathstufe aus der bezeichneten Grotte vor, und berichtete darüber mit folgenden Worten: »der Kalkspath ist ebenso rein, durchsichtig und glänzend auf den Spaltungsflächen, wie der sogenannte isländische Doppelspath. Die Stufe ist ein Mittelding zwischen stalaktitischer und Krystallbildung. An den Stalaktiten sind viele Krystallflächen zu erkennen, selbst erscheinen die äußerlich theilweise hohlen Stalaktiten als Zwillinge (?) von Kalkspathkrystallen. Letztere sind indess bei ihrer fragmentarischen Ausbildung schwer zu bestimmen. Eine Höhle mit solchen ungemein schönen Kalkpathstalaktiten überzogen, muß einen prächtvollen Anblick gewähren.« In einem Aufsätze über denselben Gegenstand in d. D. illustr. Monatsh. v. Westenmann, Mai 1867, S. 166 gibt Nöggerath nach dem Berichte von E. Duvergier de Haeranne »Cuba et les Antilles« in der *Rev. des deux mondes* T. 65, eine Schilderung jener Höhle und fügt bei Beschreibung der eben erwähnten Stufe noch hinzu: »Spaltenartige Löcher sind in einzelnen Stalaktiten vorhanden, durch welche bei ihrer Entstehung das hohlengesäunte Kalkwasser, dessen Absatz die Tropfsteine bildete, längere Zeit geflossen ist.« —

Die Pariser Ausstellung, welche einen so großen Theil der Naturprodukte des Erdballs und fast alle Erzeugnisse menschlichen Kunstfleisses vereinigte, enthielt auch eine kleine Sammlung jener cubanischen Stalaktiten. Hierdurch wie durch wiederholte Untersuchung des Stückes unserer Sammlung bot sich mir Gelegenheit zu folgenden Wahrnehmungen.

Die Oberfläche des Kalkpaths von Bellamar besitzt einen eigenthümlichen, fast perlmutterartigen Glanz, weshalb man beim ersten Anblick an Gyps erinnert werden könnte. Jener Glanz rührt theils von einem äußerst feinen, die Krystalle bedeckenden Ueberzuge (wahrscheinlich Montmilch) her, theils von unzähligen Sprüngen (parallel R), welche von der Oberfläche nur wenig tief (an dem mir vorliegenden Stücke höchstens eine Linie) eindringen. — Die gewöhnlichen Kalkpathstalaktiten bestehen bekanntlich aus radial

zur Längsaxe des Zapfens angeordneten krystallinischen Fasern. Seltener Stalaktiten sind ihrer Hauptmasse nach ein krystallinisches Kalkspathindividuum, dessen Spaltungsrichtungen durch die Masse hindurchgehen, und dessen Hauptaxe mit der Axe des Zapfens zusammenfällt. Solche Bildungen beschreibt z. B. v. Haidinger (Sitzungsber. Wien. Ak. 1848, Bd. I, S. 209) aus der sog. Galmeihöhle. Berühmter sind die Stalaktiten von Antiparos (s. Fiedler, diese Ann. 1846, Bd. LXVIII, S. 570; v. Kobell, N. Jahrb. v. Leonh. und Bronn Bd. 35, S. 256; G. Rose, Heteromorphe Zustände d. kohlens. Kalkerde, Schr. K. Ak. d. Wiss. phys. Kl., Berlin 1856, S. 45), welche theils aus stänglichen, radial zur Zapfenaxe geordneten Zusammensetzungsstücken von Aragonit, theils aus einem Kalkspathindividuum bestehen. — Am nächsten zu vergleichen sind die cubanischen Stalaktiten mit den aus einem Kalkspathindividuum bestehenden Zapfen von Antiparos, aber jene sind um Vieles merkwürdiger und weit schöner als die griechischen Vorkommnisse, und stehen unerreicht unter allen bisher bekannten Stalaktiten da¹⁾.

Die Stalaktiten von Bellamar sind nicht nur wie die antiparischen durch die das ganze Gebilde beherrschenden Spaltungsflächen als Krystallindividuen charakterisirt, sondern es sind (in der Mehrzahl der mir zu Gesichte gekommenen Stücke) auch äußerlich wohlgebildete Krystalle der Combination

$$\begin{aligned} R &= (a : a : \infty a : c) \\ -2R &= (\frac{1}{2}a' : \frac{1}{2}a' : \infty a : c) \\ 4R &= (\frac{1}{4}a : \frac{1}{4}a : \infty a : c) \\ \infty P2 &= (a : \frac{1}{2}a : a : \infty c) \end{aligned}$$

dazu ein spitzes Skalenoëder Rm (die Seitenkanten des Hauptrhomboëders zuschärfend) vielleicht $R9 = (\frac{1}{4}a : \frac{1}{2}a : \frac{1}{2}a : c)$,

1) In der Sammlung der K. Bergakademie zu Clausthal sah ich röhrenförmige Stalaktiten vom Iberge, ferner einen konischen Stalaktiten von Wildemann, welcher zum Theil von einer hohlen Röhre durchzogen ist und an seiner Spitze einen wohlgebildeten Krystall ($-2R, 4R$) trägt. Dieselbe Sammlung besitzt einen kleinen aber trefflich gebildeten Krystall vom Oberen See, mit den charakteristischen Flächen $-4Rj$.

welches indess wegen Flächenkrümmung nicht sicher zu bestimmen ist. Die Krystalle enden entweder mit rhomboëdrischer Spitze der Flächen R oder $-2R$, oder sie sind in höchst eigenthümlicher Weise geöffnet, oder vielmehr nicht geschlossen. Den Scheitel der Krystalle bildet nämlich eine drei oder sechsseitige Zelle, welche schmale Lamellen, vorzugsweise durch die Flächen $4R$ gebildet, umschliessen. Jener meist dreikantige Zellenraum zieht sich parallel der Längsaxe des Krystalls fort als eine Röhre, gebildet gleichsam von negativen Krystallflächen. Solche Längskanäle besitzen die meisten Krystalle. Sie enden bei den in rhomboëdrischer Spitze geschlossenen Formen, bevor sie die Krystallspitze erreichen. Schon Haidinger erwähnt a. a. O. höhler Röhren, welche die Stalaktiten der Galmeihöhle durchziehen, und erkennt in ihnen die Zuführungskanäle des kalkhaltigen Wassers. Demnach stellen sich die an ihrem Scheitel geöffneten Krystalle von Bellamar als noch nicht vollendete Bildungen dar. Zur fertigen Endkrystallisation konnten die Krystalle nur gelangen, indem sich die innere Röhre schloß; so sieht man dieselbe bei den geschlossenen Krystallen in stets sich verjüngender Spitze enden. Auf dem bisherigen Wege konnte nun der Krystall nicht weiter wachsen. Ein späterer, äusserst dünner Kalkniederschlag bildete sich auf der Oberfläche als jene perlmutterglänzende Haut von Montmilch. Bei einem Theile der Krystalle füllte sich auch die innere Röhre aus, indem die darin ruhende Lösung ihren Kalkgehalt absetzte. Häufig sind diese niederhängenden Krystalle in paralleler Verwachsung neben oder über einander gestellt. Zwillinge habe ich nicht beobachtet. Ausser den wohlgebildeten Krystallen bildet der stalaktitische Kalk in der Höhle von Bellamar auch cylindrische oder belemnitenähnliche Formen, welche im Innern stets die drei rhomboëdrischen Spaltungsrichtungen, die ganze Masse beherrschend, zeigen und grosse Neigung verrathen, gewölbte Flächen zu entwickeln. Es finden sich cylindrisch-gerundete Formen, deren Rundung unterbrochen wird, durch sechs schmale schiefgestreifte Flächen $\propto P2$. Die gerundeten Sta-

laktiten ohne regelmäßige äußerer Form wunden sich oft in scheinbar höchst unregelmäßiger Weise.

20. Ueber einige Kalkspath-Zwillinge.

a. St. Andreasberg, b. Elba, c. Maderaner-Thal, d. Färös, e. St. Andreasberg, f. Reichenstein.

In den Lehrbüchern der Mineralogie pflegen vier verschiedene Gesetze regelmäßiger Verwachsung beim Kalkspath angeführt zu werden, davon eine mit parallelen, die übrigen mit geneigten Hauptaxen 1) Zwillingsebene die Basis aR , die Hauptaxen beider Individuen sind parallel, 2) Zwillingsebene eine Fläche des ersten stumpfen Rhomboëders $-\frac{1}{2}R$, 3) Zwillingsebene eine Fläche des Hauptrhomböders R , 4) Zwillingsebene eine Fläche des ersten spitzen Rhomböders $-2R$. Es kreuzen sich die Hauptaxen unter folgenden Winkeln bei 2) $127^{\circ} 30'$, 3) $90^{\circ} 46'$ (also scheinbar rechtwinklig) 4) $53^{\circ} 44'$.

Während die Verwachsungen nach dem ersten und zweiten Gesetze am häufigsten beobachtet werden, ist diejenige nach dem dritten seltener, die nach dem vierten Gesetze die seltenste. Diese letztere Verwachsung, welche, wenn (wie in den bisher beobachteten Fällen) die Individuen als herrschende Form das Hauptkalenoöder zeigen, sich dadurch kennzeichnet, daß je eine kürzere Endkante beider Individuen parallel ist: — wurde von Prof. Scheerer an den Krystallen von Altens Kupfergrube in Norwegen nachgewiesen (s. diese Ann. Bd. LXV, S. 289)¹⁾. Die Zeichnung eines solchen auf der Pariser Ausstellung von 1855 befindlichen Krystalls giebt auch Sella (*Studj sulla Miner. Sarda Tav. V, Fig. 45*; aus den *Mem. d. R. Accad. d. Scienze d. Torino Serie II, T. XVII*). Aufser jenen vier Gesetzen glaubt Sella in der citirten schönen und scharfsinnigen Arbeit noch ein fünftes Gesetz regelmäßiger Verwachsung nachweisen zu können, bei welchem Zwillingsebene eine Fläche $\frac{1}{2}R$ (d. h. des Gegenrhomböders des ersten stumpferen) ist. Es wird sich abhald, bei Diskussion der Zwillinge von Elba,

1) Einen Zwilling nach diesem Gesetze ($-2R$) gebildet, von St. Andreasberg stammend, sah ich in der Sammlung zu Clausthal. Herrschende Form das Hauptkalenoöder.

Fig. 22, Gelegenheit bieten, näher auf diese Frage einzugehen; für jetzt sey es nur gestattet, die Muthmaßung zu äußern, daß der von Sella beschriebene Zwilling von Traversella doch vielleicht nach dem vierten Gesetze gebildet ist. Kaum der Bemerkung bedarf es, daß das Zwillingengesetz, welches in der 2. Aufl. des *Traité d. Miner.* von Dufrenoy T. II, p. 307 aufgeführt ist, — »*Hemitropie parallèle à la face du prisme à six faces placé sur les angles*« — auf einer Verwechslung der Zwillinge- mit der Zusammenwachsungsebene beruht.

a. *Zwilling von St. Andreasberg mit parallelen Hauptaxen, Fig. 21.*

Die treu nach der Natur gezeichnete Combination besteht aus folgenden Formen: Hauptrhomboëder, erstem spitzeren — $2R$, f , würfelförmlichem Rhomboëder — $\frac{2}{3}R$, den beiden Skalenoëdern — $R\frac{2}{3}(\nu) = (3a' : \frac{2}{3}a' : \frac{2}{3}a' : c)$ und $R9(\mu) = (\frac{1}{2}a : \frac{1}{3}a : \frac{1}{3}a : c)$, den beiden hexagonalen Prismen $\infty R(c)$ und $\infty P2(\mu)$ nebst der Basis oR .

Das Skalenoëder — $R\frac{2}{3}$ wurde bereits oben, bei Fig. 15, besprochen. An unserem Zwillinge ist es, obgleich seine Flächen eine Neigung zur Wölbung verrathen, dadurch sehr schön bestimmbar, daß es in die Kantenzone des ersten spitzeren — $2R$ fällt, und daß außerdem seine längeren Endkanten durch das würfelförmliche Rhomboëder abgestumpft werden.

Der gezeichnete Krystall, der Krantz'schen Sammlung angehörig, mißt einen halben Zoll im größten Durchmesser. Auf dem Handstücke, welches eine mit Eisenkies bedeckte Tonschieferplatte darstellt, sind einige dieser Zwillinge neben vielen kleinen einfachen Krystallen gleicher Combination aufgewachsen. Die Flächen des zweiten Prismas sind zart gestreift, diejenigen des ersten glänzend, die Basis matt, die Fläche — $R\frac{2}{3}$ matt, mit Neigung zur Wölbung, $R9$ sehr untergeordnet.

Bei einer flüchtigen Betrachtung der Fig. 21 könnte es scheinen, wie wenn die Fläche $\infty P2(\mu)$ parallele Kanten mit — $R\frac{2}{3}(\nu)$ und $R9(\mu)$ bilde. Dies ist aber nur an-

nähernd, keineswegs genau der Fall. In die Zwillingfigur 21 sind nicht weniger als 96 Flächen eingezeichnet. In der Zwillinggruppe von Elba (Gesetz $\frac{1}{2}R$) Fig. 22 Mitt. der Sämman'schen Sammlung gelangte in den Besitz des Dr. Kratitz eine prachtvolle Kalkspatdrose, deren Krystalle über einen Zoll groß, eine Verwachsung von je einem centralen Individuum mit drei höchst regelmäßig auf und durchgewachsenen Nebenindividuen zeigen, genau wie in Fig. 22 darstellt; nur mit dem Unterschiede, daß die Vierlingskrystalle der Drose meist nur das obere Ende frei haben, und mit dem unteren aufgewachsen sind. Es kommen indeß auch an beiden Enden ausgebildete Gruppen vor. Die Form der Krystalle ist das erste spitzere Rhomboëder $\frac{1}{2}R$, wie man sich leicht durch eine annähernde Messung oder durch Absprengen einer Endkante überzeugen kann. Da die Oberfläche der Krystalle eine Messung mit dem Reflexiongoniometer nicht erlaubt, so muß man, um das Gesetz der vorliegenden Verwachsung zu ermitteln, zu einer Messung des Neigungswinkels zweier Spaltungsflächen an zwei Individuen (dem centralen und einem seitlichen Krystall) seine Zuflucht nehmen. Die zu messenden Spaltungsrichtungen müssen natürlich solche Endkanten der Rhomboëder abstumpfen, welche in einer Ebene normal zur Zusammenwachsungsfläche der beiden Individuen liegen. Die Messung dieses Winkels ergab annähernd $52^{\circ}30'$ oder $127^{\circ}30'$. Genau läßt sich an den vorliegenden Krystallen der Winkel nicht bestimmen, da die Spaltungsflächen nicht vollkommen eben, sondern von etwas krummschaliger Beschaffenheit sind. Aus diesem Winkel ergibt sich demnach, daß die Vierlingsgruppe nach dem Gesetze: Zwillingsebene eine Fläche des ersten stumpferen Rhomboëders $\frac{1}{2}R$ gebildet ist. Von den gewöhnlichen Zwillingen nach $\frac{1}{2}R$ unterscheidet sich unsere Gruppe wesentlich dadurch, daß die Individuen sich nicht einfach begrenzen mit der Zwillingsebene, sondern sich durchkreuzen, indem sie sich begrenzen sowohl mit der Zwillingsebene als auch mit einer zu derselben normalen Ebene.

Unser Zwilling ist indeß noch einer andern Deutung

fähig. Man könnte nämlich auch diese letztere Ebene, welche die einspringende Kante $f-f$ des Zwillinge bebirgt, als Zwillingsebene ansehen, und nach ihrem krystallographischen Ausdruck fragen: Es ist aber (einleuchtend), daß diese Ebene beinahe zusammenfällt mit einer Fläche $+2R$ des Gegenrhomboëders zum ersten spitzen. Lage dieselbiger nicht nachgewiesene Zwillinggesetz vor, da müssen die Hauptaxen und zwei betreffende Spaltungsflächen zweier Individuen den Winkel $126^{\circ} 16'$ oder $53^{\circ} 44'$ bilden. Diese Winkel würden demnach identisch sein mit denjenigen des vierten Gesetzes, nach welchem die Krystalle von Alten verwachsen sind. Der Unterschied beider Elba'schen Krystalle nach der in Rede stehenden Auffassung und der Alten'schen Krystalle (s. Taf. V, Fig. 46 bei Sella) würde am leichtesten an folgenden Kennzeichen hervortreten: An den Zwillingen $-2R$ aus Norwegen schneiden sich die der Zwillingsebene anliegenden Spaltungsflächen unter $126^{\circ} 16'$, in ein- resp. auspringenden Kanten. Bei den Zwillingen $+2R$ müssen die Spaltungsflächen in der Zwillingsebene sich zu einer $53^{\circ} 44'$ messenden, ein- oder auspringenden Kante begegnen. Hauptaxen (111) Die sichere Deutung der Elba'schen Krystalle, ob symmetrisch gestellt nach einer Fläche $-\frac{1}{2}R$ oder $+2R$, hängt demnach ab von der Ermittlung des Winkels zweier Spaltungsrichtungen; betrüge derselbe $53^{\circ} 44'$, so wäre das Gesetz der Verwachsung $+2R$, beträgt er aber $52^{\circ} 30'$, so haben wir das gewöhnliche Zwillinggesetz $-\frac{1}{2}R$ vor uns. Während längerer Zeit war ich der Ansicht, daß ein neues Zwillinggesetz ($+2R$) vorliege, und deutete auch in dieser Weise die Krystalle in einer Sitzung unserer niederrhein. Gesellsch. (März 1867). Zur Erklärung jener irrigen Auffassung muß ich hervorheben, daß die etwas gewölbten Spaltungsflächen — von einer nicht völlig parallelen Gruppierung der die einzelnen Individuen konstituierenden krystallographischen Theile herrührend — eine einigermaßen genaue Messung sehr erschwerten. Schließlich indes gelangte ich zur Gewißheit, daß die Elva'schen Krystalle nicht nach einem neuen Gesetze verbunden sind, sondern nur eine ei-

genthümliche Modification eines der häufigsten Gesetze darstellen. Die in Obigem zur Sprache gebrachte Eigenthümlichkeit des Kalkspathsystems, daß bei der Zwillingsbildung nach einer Fläche $-\frac{1}{2}R$ die zu dieser Fläche normale Zusammenwachsungsebene ungefähr zusammenfällt mit einer Fläche von so einfachem krystallographischem Ausdrucke wie $+2R$ ist eine unmittelbare Folge der bemerkenswerthen Thatsache, daß die Hauptrhomboëderfläche R fast eine gerade Abstumpfung bildet zwischen der Basis oR und dem ersten Prisma ∞R . Wäre diese Kantenabstumpfung wirklich gerade, wie bekanntlich Haüy annahm, so würde die Neigung der Fläche des ersten stumpferen ($-\frac{1}{2}R$) zur Vertikalaxe = $63^{\circ} 26'$ (anstatt $63^{\circ} 45'$), die Neigung des ersten spitzeren ($-2R$) zur Vertikalaxe = $26^{\circ} 34'$ (anstatt $26^{\circ} 25'$) betragen. In diesem Falle würde also eine Fläche $-\frac{1}{2}R$ zu einer Fläche $+2R$ und umgekehrt eine Fläche $\frac{1}{2}R$ zu einer Fläche $-2R$ genau normal stehen; wir würden also bei unseren ilvaitischen Zwillingen mit gleichem Rechte eine Fläche $-\frac{1}{2}R$ wie eine solche $+2R$ als Zwillingssebene betrachten können,

Nachdem gezeigt wie leicht an dieser Zwillingsgruppe das Gesetz der Verbindung verkannt werden kann, sey noch eine Bemerkung über den Zwilling von Traversella gestattet, für welchen Sella ein Gesetz der Verbindung $\frac{1}{2}R$ annimmt (a. a. O. S. 6 bis 12; Taf. I, Fig. 2)¹⁾. Nach der Ansicht dieses scharfsinnigen, leider seit längerer Zeit unserer Wissenschaft entzogenen Forschers sind die Individuen jenes Zwillings verbunden mit einer Ebene normal zur Zwillings-

1) Sella's Figur ist wiedergegeben in Des Cloizeaux's *Att. pl. XLVI* Fig. 276 (dessen Text im zweiten Bande zu erwarten ist). In der erklärenden Unterschrift zu der reproducirten Figur »*Plan d'assemblage parallèle à a'*« [= $-2R$] scheint Des Cloizeaux der Ansicht Sella's über das Gesetz des dargestellten Zwillings nicht beizupflichten. Die Bezeichnung des Skalenoëders $d^2[R3]$ in der französischen Copie ist indels irrig, sie muß seyn d^3 [= $R4$]. Denn wenn zwei Skalenoëder $R3$ verwachsen gemäß dem Gesetze $-2R$, so müssen zwei schärfere Endkanten parallel gehen, wie die Zwillinge von Alten und aus dem Wallis (Binnenthal) beweisen (s. Quenstedt, *Min.* S. 408): In der von Sella entnommenen Figur sind indels jene Kanten nicht parallel.

ebene $+\frac{1}{2}R$. Wenn dem so ist, so müssen die der Zwillingskante anliegenden Spaltungsflächen gegen einander den Winkel $143^{\circ} 19'$ bilden, da Sella den Winkel der Spaltungsflächen $= 106^{\circ} 10'$ statt $105^{\circ} 5'$ fand. Ist aber der Zwilling gebildet nach dem Gesetze der Alton'schen Krystalle $-2R$, und mit dieser Ebene auch verbunden, so bilden die Spaltungsflächen den Winkel $144^{\circ} 44'$. Nicht unerwähnt darf ich lassen, daß (wenngleich ich den Sella'schen Krystall nicht gesehen habe) ich bei ähnlich gebildeten Krystallgruppen erhebliche Differenzen in dem Winkel der Spaltungsrichtungen des Zwillings gefunden habe. Man erhält andere Winkel wenn man nur die obersten Spitzen der beiden Zwillingsindividuen abbricht, andere, wenn man durch Spaltung einen größeren Theil des Krystalls wegnimmt. — Sella maß den betreffenden Winkel an einem Zwillingskrystall $= 143^{\circ} 13'$, an einem zweiten gleichgebildeten Exemplar $= 143^{\circ} 55'$, und fügt hinzu: »übrigens kann ich nicht verschweigen, daß die Winkel selbst der glänzenden Krystalle erheblichen Schwankungen unterliegen, und daß die Verwachsungen derselben nicht immer so regelmäßig sind, daß man nicht auf bedeutende Abweichungen zwischen den Resultaten der Rechnung und der Messung stiesse. Man könnte demnach wohl annehmen, daß die Zwillingsebene der Zwillinge von Traversella $\bar{1}11$ [$= -2R$] sey, und daß die Differenz zwischen beobachteten und berechneten Winkeln nur das Resultat unregelmäßiger Bildung sey. Eine solche Vermuthung würde ich nicht unannehmbar finden . . . , halte indefs [der obigen Winkelmessungen wegen] an der Ansicht fest, daß die Zwillingsebene des Kalkspathes von Traversella eine Fläche 411 [$+\frac{1}{2}R$] ist.« —

Wäre ein Zwillingsgesetz beim Kalkspath nach einer Fläche $+\frac{1}{2}R$ bereits durch andere Vorkommnisse sicher erwiesen, so würde ich Sella's Ansicht zustimmen. Da dieß aber nicht der Fall, so möchte ich zur Erklärung des fraglichen Zwillings das bekannte Gesetz $-2R$ so lange festhalten, bis durch andere unzweifelhafte, nicht mehrdeutige Thatsachen jene andere regelmäßige Verwachsung bestätigt wird.

Die Krystalle der Elba'schen Druse sind schwach gelblich gefärbt, an der Oberfläche theilweise weiß; die Kanten etwas gerundet. Die Flächen wölben sich etwas gegen die Seitenkanten des Rhomboëders hin, so daß dieses aus der Form $-2R$ übergeht in $-\frac{1}{2}R$.

Da das Handstück mit den geschilderten Vierlingskrystallen in die Krantz'sche Sammlung ohne Bezeichnung des Fundorts gelangte, so bestand über dessen Herkunft längere Zeit Ungewißheit. Zu der Ueberzeugung, daß es aus Elba stamme, bin ich dadurch gelangt, daß ich in der Sammlung zu Pisa, in welche die Hrn. Meneghini und d'Achiardi mich zu begleiten die Güte hatten, genau dieselben Stücke sah mit der Fundortsbezeichnung „Elba“. Die Fundstätte liegt unzweifelhaft in unmittelbarer Nähe von Portoferrajo unter der Feste Falcone, denn von dort bewahrt die ausgezeichnete Mineraliensammlung der Hrn. Raf. Foresi zu Portoferrajo große und schöne Kalkspath-Drusen, deren Krystalle zum Theil das Rhomboëder $-2R$ als Träger zeigen.

Die Krystalle Fig. 22 sind indess nicht auf die mineralien- und erzeiche Insel beschränkt; ja überhaupt keine Seltenheiten. Dieselben Vierlinge finden sich ringsum vollkommen ausgebildet, sodafs sowohl am oberen als auch am unteren Ende die Nebenspitzen herauspringen, zu Kattowitz in Oberschlesien, wie ich aus Stücken der Krantz'schen Sammlung ersehe. Es sind hier Gemenge von Quarzsand mit kohlensaurem Kalke wie die allbekanntesten Krystalle von Fontainebleau. Aehnliche doch aufgewachsene Krystalle finden sich gewifs an vielen Orten, so nach Handstücken unserer Universitäts- und der Krantz'schen Sammlung in der Iberger Höhle im Harz. Hier sind die Krystalle indess spitzer, indem sie statt des ersten spitzeren Rhomboëders $-2R$ die Form $-\frac{1}{2}R$ zeigen. Im Uebrigen ist die Anordnung der Individuen genau dieselbe, wie bei den Elba'schen Krystallen, vergl. auch Haidinger Lehrb. d. Min. 1845, S. 262. Schon oben wurde daran erinnert, daß die Kalkspathzwillinge nach dem Gesetze $-\frac{1}{2}R$ gewöhnlich mit der Zwillingsebene verwachsen sind, abweichend von der

Verbindungsweise der Elba'schen Krystalle. Es sind indess auch schon früher Beispiele beobachtet worden, in denen die Verwachsungsebene normal zur Fläche $-\frac{1}{2}R$ steht. In seiner Fig. 39 *Tav. IV* giebt nämlich schon Sella die Darstellung eines Zwilling's von Traversella, dessen Zwillingsebene $-\frac{1}{2}R$, dessen Zusammenwachsungsebene normal zu jener steht. Die Individuen zeigen die einfache Combination $-\frac{1}{2}R, \infty R$. Man durchschneide eine solche Combination (Haüy's *Variété racourcie*) normal zu einer Fläche $-\frac{1}{2}R$, indem man den Schnitt durch die zweierleikantigen Ecken¹⁾ legt, drehe die Hälften gegen einander um 180° , so erhält man jenen Zwilling.

Um die Stellung der Nebenindividuen zum centralen Krystall in Fig. 22 vollkommen klar zu machen, habe ich in Fig. 22a eines jener Individuen in seiner richtigen Stellung herausgezeichnet.

c. *Zwillingstafeln aus dem Maderaner Thal*; Gesetz $-\frac{1}{2}R$, Fig. 23. Ausser Bergkrystall und Adular, Brookit und Anatas in ihrer noch immer räthselhaften Vergesellschaftung (auch zuweilen mit Rutil, nach D. F. Wisser) sind es besonders die Kalkspathkrystalle, welche diefs jetzt von Touristen vielbesuchte Thal für den Mineralogen bemerkenswerth machen. Im J. 1854 hatte Volger in seiner Entwicklungsgesch. d. Min. S. 187 u. 548 die Aufmerksamkeit auf jenes ausgezeichnete Vorkommen gerichtet. Er zeigte die damals nur Wenigen bekannten Stufen von Kalkspath und Quarz (welch letzterer, die dreiseitige Streifung des Kalkspaths als Eindrücke tragend, offenbar hier zum Theil wenigstens das später gebildete Mineral ist) bei der Versammlung der Naturforscher 1857 in Bonn vor. Dr. Hensenberg (desgl. Dr. Scharff N. Jahrb. 1860, S. 335) berichtete in wiederholten Mittheilungen über die am Kalkspath des Maderaner Thals beobachteten Krystall-Combinationen und die diefs Vorkommen auszeichnenden Eigenthümlichkeiten, s. Mineral. Not. 2. Forts. S. 13 und 3. Forts. S. 9. In den geogn. mineralog. Beobachtungen im Quellgebiet des Rheins (Zeitschr. d. d.

1) Die *Var. racourcie* hat 20 dreikantige Ecken, davon sind 2 gleichkantig, 6 zweierleikantig, 12 dreierleikantig.

Ges. Jahrg. 1862) berichtete auch ich über jenen *Winkelped* S. 419 bis 425), indem ich eine der für jene Localität charakteristischen Combinationen (tafelförmig OR , $\infty P2$, R , $-\frac{1}{2}R$, ∞R letzteres untergeordnet) bildlich darstellte. Indem ich auf jene verschiedenen früheren Mittheilungen verweise, vervollständige ich dieselben hier durch Darstellung einer Zwillinggruppe tafelförmiger Krystalle, welche bisher an keinem andern Orte der Erde in dieser Weise gebildet, wie im Maderaner Thale, vorgekommen ist, und als eine der zierlichsten Bildungen aus dem Reiche der Krystalle allgemeineres Bekantwerden verdient.

Das Gesetz der Zwillingbildung ist auch hier $-\frac{1}{2}R$; die die einspringende Zwillingkante halbirende Ebene steht auch hier normal zur Zwillingsebene. Diese beiden den Zwilling charakterisirenden Kennzeichen sind also identisch mit denjenigen der Ilvaitischen Zwillinggruppe. Wie verschieden ist aber das Aussehen beider. Aus der Basis der Maderanertafeln erheben sich in drei unter 60° sich schneidenden Richtungen geordnet, Neben- oder Zweigtafeln, deren Tafelflächen mit der Basis der centralen Individuen $127^\circ 30'$ bilden. Die Nebentafeln sind meist in der Richtung ihrer Zwillingkante mit dem Hauptindividuum ausgedehnt, wie die Fig. 23 es darstellt.

In unserer Figur müßte eigentlich noch eine dritte Nebentafel ihre Stelle finden, der nach vorne gerichteten Combinationenkante $R : OR$ der centralen Tafel parallel, die Zwillinggruppe vollendend. Da aber dies Individuum einen Theil der beiden anderen verdeckt haben würde, so ist es in der Zeichnung fortgelassen worden. Es bedarf kaum der Erwähnung, daß die Zwillinggruppen in der Natur gewöhnlich nicht so symmetrisch ausgebildet sind, wie es die Zeichnung darstellt. Bald dominirt unter den Nebenindividuen eines außerordentlich, bald sind mehrfache Reihen sehr kleiner Individuen vorhanden, welche sich zu vorragenden feinen Leisten an einander schließen, stets parallel den Combinationenkanten der Basis mit den Rhomboëdern. Die in der Figur dargestellte Gruppe ist eine Combination des Haupt-rhomboëders R , des ersten spitzeren $-\frac{1}{2}R$ mit herrschender

Basis $O:R$. Andere Krystalle desselben Fundorts sind flächenreicher, wie in den oben citirten Mittheilungen bereits angegeben wurde. An dem dargestellten Exemplar sind die Flächen der beiden Rhomboëder matt, die Basisflächen sind glänzend, stets mit einer dreifachen Streifung geziert. Mit der leistenähnlichen Verlängerung der Nebentafeln ist eine unsymmetrische Ausbildung der Rhomboëderflächen derselben verbunden. Die Darstellung dieser Randflächen ist in Fig. 23 genau nach einem vorliegenden Handstücke ausgeführt. An den aufspringenden Tafeln sind fünf von den sechs Flächen des Hauptrhomböeders sichtbar, davon eine, parallel welcher die Zwillingskante verläuft, lang ausgedehnt. Nur eine der sechs Flächen des ersten spitzeren Rhomböeders erscheint an jeder Zweigtafel, die der Zwillingskante parallel laufende scharfe Kante zwischen Hauptrhomböeder und Basis abstumpfend.

Die Zwillingsstellung der Tafeln wird vielleicht am besten durch folgende Erwägung klar: die Fläche des ersten stumpferen Rhomböeders $-\frac{1}{2}R$ (auftretend zur Rechten vorne an der centralen Tafel) würde parallel seyn der entsprechenden Fläche $-\frac{1}{2}R$ am linken Nebenindividuum, und an demselben die Kante $o:f$ abstumpfen. Ebenso würde die zweite Fläche $-\frac{1}{2}R$ (links vorne an dem centralen Krystall erscheinend) die entsprechende Lage an dem rechten Nebenkrystalle haben. Jedes der Nebenindividuen hat mit dem centralen Krystall natürlich zwei Spaltungsflächen R in paralleler Lage. Zwei Nebenkrystalle haben Eine Spaltungsfläche R parallel; ihre Basisflächen (z. B. in unserer Figur die beiden dem Beschauer zugekehrten) bilden gegen einander den Winkel $93^{\circ} 12' 15''$. Die in einer gemeinsamen Ebene, nämlich der parallelen Spaltungsfläche R , liegenden Combinationskanten $o:R$ beider Nebenindividuen bilden mit einander den Winkel $23^{\circ} 57' 30''$. Eine eingehendere Erwägung der gegenseitigen Stellung zweier Nebenkrystalle lehrt, das man den einen durch Drehung um eine zur gemeinsamen Spaltungsfläche R normale Axe in die Stellung des anderen bringen kann. Um das linke Nebenindividuum in die Lage des rechten zu bringen, verfährt man demnach

so: um eine Normale in R (der beiden Nebenindividuen und auch der centralen Tafel gemeinsamen Fläche) dreht man den Krystall um $156^{\circ} 2' 30''$ so wie gewöhnlich. Eine ähnliche Betrachtung hat Geltung für den Ivaitischen Zwilling (Fig. 22); das centrale Rhomböcker hat genau die Stellung der centralen Tafel. Das Zwillingindividuum, welches an der Gruppe von Elba rechts oben hervorspringt, entspricht der linken Nebentafel der Maderaner Gruppe, und umgekehrt. Die Maderaner Krystalle sind im hohen Grade polysynthetisch, indem Zwillinglamellen parallel — R den centralen und die Nebenkristalle durchsetzen, was man am deutlichsten auf den Spaltungsflächen sieht. Noch eine Bemerkung erscheint nöthig über die Art und Weise, wie die Begrenzung der Nebentafeln mit der Haupttafel sich vollzieht. Bei Betrachtung unserer tafelförmigen Zwillinggruppen könnte man wähnen, daß die Zweigtafeln sich mit gleichbleibender Richtung und herrschender Basis in den Körper des Hauptkrystalls einschalteten und daß dieselben, etwa nur mit ihren Spitzen aus dem Hauptkrystall hervorragten, welcher seine Seite den größeren Theil der Nebentafeln umschloß. So ist indess die Verbindung nicht, und sie kann so nicht sein. Es kann nämlich die Basis des Nebenkristalls nicht Begrenzungsebene im Hauptkrystalle sein, denn θR ist weder Zwillingsebene noch normal zu derselben. Die Nebentafeln sind entweder nur auf- oder eingepflanzt und enden schnell mit unregelmäßig springenden Berührungsflecken, oder sie ziehen sich als eine dünne Lamelle in das Innere des Hauptkrystalls hinein, wobei der eingeschaltete Theil des Nebenkristalls gegen den freihervortragenden Theil den Winkel $156^{\circ} 45'$ ($= \theta R = -1\frac{1}{2}R$) bildet. Die in Längern des Hauptkrystalls unzählbar in drei Richtungen — sich schneidend unter $134^{\circ} 57'$ — eingefügten Zwillinglamellen ragen auf der basischen Fläche als feine aufspringende Leisten hervor, indem sie zugleich die Ebene ihrer tafelförmigen Ausbildung verändern um $26^{\circ} 15'$. Had. 11.

Eine richtige Einsicht in die Lage der Zwillingstafeln erhält man demnach durch folgende Vorstellung: Zu der

horizontal gestellten Haupttafel fügt sich die Nebentafel unter dem Winkel $127^{\circ} 30'$, indem sie in den Hauptkristall eindringt, wird sie (um einen Ausdruck der Optiker zu gebrauchen) von dem Einfallslothe abgelenkt. Es beträgt der Einfallswinkel $37^{\circ} 30'$, der Brechungswinkel $62^{\circ} 45'$. Auf der untern Seite des Hauptkristalls nimmt die Nebentafel wieder ihre ursprüngliche Richtung an. Ein solcher polysynthetischer Krystall wie die Maderaner Kalkspatstafeln (bei welchen die Nebentafeln ihrerseits wieder Centrakristalle für Nebenkristalle zweiter Ordnung werden) ist ein wahres Wunderwerk des Naturschöpfers. Ein solches ist die Zwillinge von dem Förderer-Gesetz (Fig. 24, 25, 26) dem wir schon oben erwähnt haben. Es ist ein solches Wunderwerk, wie gewöhnlich ist, indem Kalkspat in seinen einfachen und Zwillingkristallen in der verschiedenartigsten Form auftritt und zu sehen, so wird nicht ohne Interesse die Formen der bezeichneten Figuren betrachten, welche man beim ersten Blick über die Zwillinge des Gypses als des Kalkspats zu halten geneigt sein möchte. Die hier dargestellten Krystalle waren in Begleitung einfacher Kalkspatkrystalle aufgewachsen auf einer Stufe aus der Sammlung des vereinigten Erzherzogs Stephan, des so früh vollendeten Förderers mineralogischer Studien. Der Etiquette zufolge sollte das Stück aus der Grafschaft Antrim, Irland stammen, was indefs gewiß auf einem Irrthum beruht. Denn v. Haidinger beschrieb schon 1824 ähnliche Krystalle von Westmanlawen auf Stromö, einer der Färöer (*Edinburgh Journal of science, Vol. II, p. 88*). Einen ähnlichen Zwilling wie Fig. 26 unserer Tafel zeichnete Lévy pl. I, Fig. 8 (copist bei Dufrénoy, *Att. Pl. 34, Fig. 207*) mit der Fundortsangabe Vaseö, Färöer. Demnach möchten auch die in unserer Figur dargestellten Krystalle von den Färöern stammen. Lévy pflegte die Zwillinge in den Stellung zu zeichnen, daß ein Individuum seine normale Lage behält. Geigneter und schöner möchte es indefs sein, den Zwilling in einer symmetrischen Stellung zu zeichnen, Fig. 24 bis 26, bei welchen die Zwillinge- und Verwachsungs-

ebene diejenige Lage hat, welche man in rhombischen und monoklinen Systemen der Längsfläche zu geben pflegt.

Der Krystall Fig. 24 zeigt die Combination des Skalenoöders $R11 = (\frac{1}{2}a : \frac{1}{3}b : \frac{1}{4}a : \frac{1}{5}b' : \frac{1}{6}a : b : c)$ mit dem zweiten Prisma $\infty P2(u)$, und erhält sein fremdartiges Ansehen dadurch, daß ein Drittel der Flächen auf Kosten der anderen sehr ausgedehnt ist. Da die Individuen mit der Zwillingfläche verbunden sind, so kann man die Verwachsung in der Weise darstellen, daß man den Krystall parallel einer Fläche des ersten stumpfen Rhomboöders halbiert, und die Hälften gegen einander um 180° dreht. Der Zwillling stellt sich als ein sehr schneidiges rhombisches Prisma dar, dessen stumpfe Kante $= 166^\circ 28'$ durch die in eine Ebene fallenden Flächen $\infty P2$ abgestumpft wird, und welches oben eine einspringende Kante von $141^\circ 6'$, unten eine ausspringende von $113^\circ 3'$ aufweist. Jene wird durch die längere, diese durch die kürzere Endkante des Skalenoöders $R11$ gebildet. Zuweilen treten zu unserer Combination noch die Flächen des Hauptrhomböders, theils nur mit einem Dritttheile ihrer Flächen, Fig. 25, theils vollzählig, Fig. 26. So entsteht die ausspringende Zwillingkante dort, wo der skalenoödrische Zwillling die einspringende Kante hat. Die Rhomboöderflächen schneiden sich an der Zwillinggränze unter dem aus- oder einspringenden Winkel $141^\circ 44'$. Die Combination Fig. 25 besteht nur aus je zwei Skalenoöder- nebst einer Rhomboöderfläche. Zu dieser treten in Fig. 26 noch die fehlenden Rhomboöderflächen und die, den Individuen gemeinsame, zur Zwillingsebene normalstehende Fläche des zweiten hexagonalen Prismas $\infty P2$.

Außer dem Zwillinge von den Faröern, welche Lévy nur als eine Combination des Rhomboöders R mit der den Individuen gemeinsamen Prismenfläche darstellt, zeichnet derselbe Krystallograph noch einen skalenoödrischen Zwillling von Streifenberg, Nertschinsky, Sibirien *pl. I, Fig. 5*. Indem auch hier zwei Flächen des Skalenoöders (beim sibirischen Krystall $R3$ stark ausgedehnt sind, wird die Form derjenigen unserer Fig. 24 recht ähnlich. Die Krystalle von

den Farbern haben eine etwas matte Oberfläche, welche keine ganz genauen Messungen erlaubt; sie erreichen eine GröÙe von vier Linien.

Ähnliche Zwillinge wie diejenigen von den Farbern (und von Nertschinsk) scheinen sich vor Kurzem auch im Justthale (Schweiz) gefunden zu haben, wie man aus folgender Mittheilung Studer's (Mittheil. d. naturf. Ges. zu Bern, 1867, S. 296) ersieht. Derselbe beschreibt eine Kalkspathdruse mit den Worten: »Krystalle von höchstens 1 Centim. Länge zeigen das gewöhnliche Skalenoëder. Zwischen diesen, und den Haupttheil der Druse bildend, bemerkt man kleinere, länglich tafelförmige Krystalle, in denen ich zuerst ein verschiedenes Mineral erkennen zu sollen glaubte, obgleich sie wie jene schwach durchscheinend, farblos und nur äußerlich grau beschmutzt sind. Es sind Zwillinge scheinbar klinorhombischer Säulen, an der brachydiagonalen Fläche zusammengesetzt und oben einen schwach einspringenden Winkel zeigend. Die Spaltbarkeit und das starke Aufbrausen, besonders aber die spätere Analyse des Hrn. v. Feltenberg beweisen jedoch, daß auch diese Krystalle dem Kalkspath angehören. Sie haben große Ähnlichkeit mit der von Dufrénoy Fig. 207 [Copie nach Lévy pl. 1, Fig. 8] gegebenen Abbildung, doch scheinen die äußeren Kantenwinkel schärfer, die Tafel also dünner [begrifflich, da die Tafel vermuthlich durch $R\bar{3}$ gebildet wird, während in Lévy's Figur durch R in unserer Fig. 24 durch $R11$]. Jedenfalls wird erst eine goniometrische Messung entscheiden können.« Mit besonderer Beziehung auf die vorstehende Beobachtung habe ich die Figuren 24 bis 26 gezeichnet; vielleicht daß durch dieselben in einem anderen Falle eine Kalkspath-Analyse dem Chemiker erspart wird.

e. *Zwilling von Andreasberg*; Gesetz R , s. Fig. 27.

Verwachsungen des Kalkspaths nach dem Gesetze: Zwillingsebene eine Fläche des Hauptrhomboëders lehrte Lévy von Derbyshire kennen; es sind jene bekannten, vom herrschenden Skalenoëder $R\bar{3}$ umschlossenen Krystalle, bei welchen durch Fortfallen zweier Skalenoëderflächen die ein-

springenden Zwillingkanten verschwinden, und die Verwachsung eine gewisse Aehnlichkeit mit einer Meißelklinge erhält, s. Lévy, Dufrénoy *Pl. 34, Fig. 210*, Des Cloizeaux *Pl. XLVI, Fig. 273*. Dasselbe Zwillinggesetz bietet uns die *Fig. 27* dar. Die Individuen zeigen die einfache Combination des ersten hexagonalen Prismas ∞R mit der Basis OR , und bilden mit einander den Winkel $99^\circ 46'$, d. h. den doppelten Winkel unter welchem die Fläche des Hauptrhomboëders zur Vertikalaxe geneigt ist. Die Abweichung vom rechten Winkel ist so gering, daß diese Verwachsung wie eine rechtwinklige erscheint. Der Zwilling ist mit der ausspringenden Zwillingkante aufgewachsen und höchst symmetrisch gebildet, Größe zwei Linien. In der Zeichnung sind die beiden Arme des Halbkreuzes mehr verlängert als es in der Natur der Fall ist. Das Handstück zeigt neben sehr vielen kleinen, einige grössere Krystalle, und unter diesen einen Zwilling; auf gehacktem Quarz. Haidinger gab in seiner Mineralogie (1845) S. 262 bereits die Zeichnung eines ähnlichen Zwillings, indem er einem Individuum seine normale Stellung beilegte. — Nach demselben Gesetze ist gebildet der

f. *Zwilling von Reichenstein in Schlesien*, s. *Fig. 28*. Die Individuen zeigen hier die Combination des sehr spitzen Rhomboëders zweiter Ordnung — $14R = (\frac{1}{14}a' : \frac{1}{14}a' : \infty a : a)$, $\frac{1}{2}$ nebst dem ersten stumpferen Rhomboëder — $\frac{1}{2}R, g$. — $14R$ ist Haüy's *Rhomb. dilaté*. Da dessen Flächen sich unter dem Winkel $4^\circ 8'$ zur Axe neigen, so bilden die zur einspringenden Zwillingkante zusammenstossenden Flächen — $14R$ den Winkel $99^\circ 2'$.

Auch dieser Zwilling ist sehr regelmässig gebildet, und mit seiner ausspringenden Kante aufgewachsen. Flächen matt. Viele kleinere, mehrere grössere — $\frac{3}{4}$ Zoll — Krystalle (darunter vier Zwillinge) sind auf Serpentin aufgewachsen. Da die genannten Zwillinge von Andreasberg und Reichenstein mit der Zwillingsebene verbunden sind, so erhält man natürlich die Verwachsung dadurch, daß man einen Krystall parallel einer Fläche des Hauptrhomboëders durch-

scheidet und die eine Hälfte gegen die andere um 180° dreht.

Gleichgebildete Zwillinge finden sich zu Liked in Cornwall (Krantz'sche Sammlung): auf derben Blutglanzseiten nebst zahlreichen kleinen Kalkspathkrystallen. (to R, $\frac{1}{2}$ R, $\frac{1}{2}$ R) zwei große prächtige Zwillinge. (= 14 R, $\frac{1}{2}$ R \rightarrow 2 R; 0 R). // Ein seltener Fundort derselben Zwillinge ist Wheel Wrey, Cornwall, von wo ein schönes Exemplar in der Réserve Anstellung (Sammlung Gregoſy) sich befand. (Anst. 20, Gismondin zu Frauenberg bei Fulda.

Der Gismondin ist bekanntlich eines der seltensten Mineralien, da derselbe bisher nur bekannt war aus den leucitischen Lava von Cape di bove bei Rom (s. Geognomin. Fragm. aus Italien, Zeitschr. d. deutsch. geol. Ges., Jahrg. 1866, S. 531) und in einer doleritischen Lava in der Mal di Noto, Sicilien. — *On lui rapporte aussi des manières à structure fibreuse etc. dans les rochers anciens de la Somma* s. Des Cloizeaux, *Traité d. Min. p. 359*. Es möchte deshalb erwähnenswerth seyn, daß ich dieß seltene Mineral auf einer mit Philippit (gleichfalls Begleiter des Gismondins bei Capo di bove) bedeckten Druse im Basalte obigen Fundorts auffand, an einem Stücke der Krantz'schen Sammlung. Es erscheint der Gismondin hier als eine auf dem Philippit sitzende Bildung in stumpfen quadratischen Oktaedern von weißer Farbe und nur geringer Größe; unter $\frac{1}{2}$ Linie. Der Winkel, unter welchem zwei Flächen in der Seitenecke einander gegenüber liegen, könnte genau gemessen werden = $61^{\circ} 4'$; $61^{\circ} 3\frac{1}{2}'$; daraus folgt der Endkantenwinkel = $116^{\circ} 56'$; $118^{\circ} 56\frac{1}{2}'$.

Erklärung der Tafel IV.

Figg. 1 bis 6 Meneghinit. Figg. 7 bis 28 Kalkpath.
Fig. 1 einfacher Krystall; Fig. 2 Zwilling, 2a gerade Projection auf die Horizontal-Ebene, Fig. 3 und 3a einfacher Krystall; Fig. 4 Zwilling, 4a gerade Projection des

Huston Moor, Cumberland. Fig.
 13, 14, 15, 16 Andreasberg. F
 Beresowsk, Fig. 20 Maxen bei Dr
 Andreasberg. Fig. 22 Vierlingsgr
 ebene eine Fläche des ersten stum
 Fig. 22a eines der durch den ve
 stall durchgewachsenen Nebenin
 Stellung desselben deutlicher zu 2
 Zwillinggruppe aus dem Mader
 eine Fläche $\sim \frac{1}{2}R$. Figg. 24, 25, 2
 rörn, Zwillingsebene $\sim \frac{1}{2}R$, Fig.
 berg, Zwillingsebene R . Fig. 28 2
 in Schlesien, Zwillingsebene R .
 Den S. 545 geschilderten Zwi
 ähnliche Krystalle finden sich mit
 cobay in Siebenbürgen.

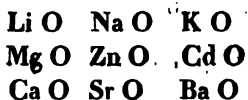
Anmerkung. In der IV. Fortsetzung di
 die dankenswerthe Aufmerksamkeit des
 Fehler aufgefunden worden, welche ich
 S. 29 in der Tabelle, bei y $\frac{1}{2}P'$
 " " " $3P'$

III. Ueber die Affinität der Verbindungen erster Ordnung; von P. Kremers.

Gleichwie die Atome des Körpernetzes (Bd. 124, S. 406), ebenso besitzen auch die Verbindungen erster Ordnung die Fähigkeit, sich wieder mit einander zu verbinden und Verbindungen zweiter Ordnung zu bilden, nur innerhalb bestimmter Temperaturen. Die einzelnen Glieder der Gruppe

Li	Na	K		Rb		Ca
Mg	Zn	Cd				
Ca	Sr	Ba				

verbinden sich mit CO_2 nur bei Temperaturen, welche über 100° beginnen²⁾ und Weisgluht wohl kaum erreichen. Wenn auch noch nicht beobachtet, so ist es doch wenigstens wahrscheinlich, daß die oberen Gränzlinien der zwischen den Linien erster Richtung



und CO_2 bestehenden Affinität mit dem steigenden Atomgewichte der einzelnen Punkte dieser Linien in höhere Temperaturen rücken und daß ferner die zweite dieser Gränzlinien bei niedrigerer Temperatur verläuft als die erste und dritte³⁾. Die übrigen mit CO_2 eine Gruppe bildenden Glieder,

- 1) Der Kürze wegen ist der den einzelnen Gliedern einer Gruppe gemeinschaftliche Körper der Gruppe überschrieben.
- 2) Weder CaO noch auch BaO verbindet sich mit CO_2 bei gewöhnlicher, wohl aber bei höherer Temperatur. H. Rose 52.
Geglühtes ZnO zieht an der Luft keine CO_2 an. Schindler (Gmel.).
- 3) Die obere Gränze der Affinität liegt je nach der Molecularträgheit der

	O ₂		
Ta	V	Nb	Ti
	Cr		Si
Z	Z	Z	

sämtlich schwerer als CO₂ und bei gewöhnlicher Temperatur fest, verbinden sich mit den Gliedern der vorerwähnten Gruppe nur bei Temperaturen, welche in der Nähe der Rothgluth beginnen, und die höchsten bisher bekannten Temperaturen überschreiten.

Die Glieder der Gruppe

Li	Na	K	Rb	Cs
Mg	Zn	Cd	Pb	Bi
Ca	Sr	Ba		

verbinden sich mit den Gliedern der Gruppe

Verbindung mehr oder weniger unter derjenigen Temperatur, bei welcher diese Verbindung in ihre Bestandtheile wieder zerfällt.

Li₂O, CO₂, verliert CO₂ bei Rothgluth; Bi₂O₃, SnO₂, CO₂ und KO, CO₂ verlieren in Gelbgluth CO₂, welche in Rothgluth wieder aufgenommen wird, letzteres weniger als ersteres. Scheerer 60.

MgO, CO₂ verliert CO₂ bei sehr gelindem Glühen. Berz. Natürliches ZnO, CO₂ verliert CO₂ bei 300° und CdO, CO₂ über 300°. H. Rose 52.

CaO, CO₂ verliert CO₂ leichter als SrO, CO₂ und dies leichter als BaO, CO₂; letzterer nur im heftigsten Gebläsefeuer. Abich (Gmel.)

- 1) MgO und SiO₂ verbinden sich in zweiständigem heftigem Gebläsefeuer. Sefström (Gmel.), CaO und SnO₂ zusammengegraben liefern Nadeln CaO, SnO₂. Tschermak 62. CaO und ZrO₂ geglied bilden eine wenig zusammenhängende Fritte. (Gmel.)

O ₂		
W	V	Mo

Te	Se	S

gleichfalls nicht bei gewöhnlicher, sondern erst bei höherer Temperatur¹⁾). Das leichteste, bei gewöhnlicher Temperatur gasförmige Glied SO₂, und auch wohl noch das nächstschwerere, bei 280° gasförmige Glied SeO₂, erreichen die obere Gränze der zwischen Linen und den Gliedern der vorerwähnten Gruppe bestehenden Affinität noch bei bisher bekannten Temperaturen²⁾, die schwereren Glieder in-
 defo nicht mehr.

Wenn in der letzterwähnten Gruppe O₂ durch O₃ ersetzt wird, so rücken die obere Gränzen der Affinität in höhere Temperaturen. Schon das leichteste Glied SO₃, obgleich durch Glühhitze in SO₂ und O zerfallend, besitzt, mit den Gliedern der beiden Linen

Li O Na O K O und Ca O Sr O Ba O

verbunden, zu diesen eine Affinität, welche nicht durch die höchsten Temperaturen aufgehoben wird.

Die Erscheinung, daß die Affinität einzelner Glieder zu einander, wenn dieselben mit einander verbunden sind, über den Zersetzungspunkt eines der beiden Glieder hinausreicht, wird auch beobachtet, wenn die Glieder der Gruppe

O					
Li	Na	K	Rb	Cs	Ba

Mg	Zn	Cd			

Ca	Sr	Ba			

1) Ca O und Sr O, verbinden sich nicht bei gewöhnlicher Temperatur. (Gmel.)

2) Zn O, Se O, zersetzt sich in schwacher Wärmehitze. (Gmel.)

mit den Gliedern der beiden Gruppen

O ₂				O ₃		
Bi	Sb	As	P	J	Br	Cl
			N			Fl

sich verbinden. Das Glied ClO_2 , welches für sich nur unterhalb (57°) weit niedrigerer Temperatur besteht, als das entsprechend liegende Glied PO_2 , besitzt, mit den Gliedern

NaO oder KO oder SrO oder BaO

verbunden, zu diesen eine Affinität, welche nur durch Temperaturen von 160° bis 255° aufgehoben wird, Temperaturen, bei welchen auch wieder das entsprechend liegende Glied PO_2 zu den genannten vier Gliedern noch eine bedeutende Affinität besitzt. Das Glied NO_2 , welches für sich nur unterhalb (0°)¹⁾ besteht, besitzt, mit den genannten vier Gliedern verbunden, zu diesen eine Affinität, welche nur durch Glühhitze aufgehoben wird.

Wenn in den beiden letzterwähnten Gruppen O_2 durch O_3 ersetzt wird, so werden die vorstehenden Verhältnisse dadurch nicht wesentlich geändert. Es sind alsdann auch wieder die Glieder der ersten Gruppe, welche sowohl für sich als auch verbunden mit einem der vorgenannten vier Glieder bei höheren Temperaturen noch bestehen als die entsprechend liegenden Glieder der zweiten Gruppe. Das leichteste Glied der ersten Gruppe NO_2 , besteht sowohl für sich, als auch verbunden mit einem der vorgenannten vier Glieder nur bis zu weit niedrigeren Temperaturen als das nächstschwerere Glied PO_2 . Diesem Verhältnisse entsprechend wird auch wohl das leichteste Glied der zweiten Gruppe FIO_2 , sowohl für sich als auch verbunden mit einem der vorgenannten vier Glieder nur bei niedrigeren Temperaturen bestehen, als das nächstschwerere Glied ClO_2 . Das

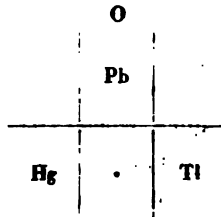
1) Das entsprechend liegende Glied FIO_2 besteht für sich auch wohl nur unterhalb noch niedrigerer Temperatur.

Glied ClO_2 , besteht ferner auch wieder sowohl für sich, als auch (Bd. 101, S. 280) verbunden mit

NaO oder KO oder BaO

nur bis zu niedrigeren Temperaturen als das Glied JO_2 , bis zu höheren Temperaturen dagegen als das Glied BrO_2 . Die beiden Glieder ClO_2 und BrO_2 endlich bestehen verschieden von dem Gliede JO_2 , in Verbindung mit NaO oder BaO nur bis zu niedrigeren Temperaturen, als in Verbindung mit KO .

Die Glieder der Gruppe



und das über dem noch unbekanntem Punkte liegende AgO bleiben mit verschiedenen der vorerwähnten Glieder nur bis zu niedrigeren Temperaturen verbunden, als die Glieder der beiden Linien

LiO NaO KO und CaO SrO BaO

und verhalten sich also zu diesen wie die Glieder der Linie

MgO ZnO CdO .

In dieser Hinsicht kann zunächst das Glied CO_2 genannt werden, welches mit PbO oder TlO nur bis zu schwacher Glühhitze, mit AgO nur bis 200° und mit HgO wohl nicht einmal bis zur gewöhnlichen Temperatur verbunden bleibt. Auch die beiden Glieder SeO_2 und SO_2 , von welchen dem Vorgehenden entsprechend das erstere mit AgO bis zu höherer Temperatur verbunden bleibt als das letztere (100°), auch diese beiden Glieder bestehen in Verbindung mit den Gliedern der vorgenannten Gruppe nur bis zu niedrigeren Temperaturen als in Verbindung mit den Gliedern der beiden Linien

LiO NaO KO und CaO SrO BaO .

Die gleiche Annahme ist auch wohl für die Glieder SeO_2 , $und SO_2$, für das Glied ClO_2 und für die Glieder ClO und BrO , wahrscheinlich.

Wenn in den bisher behandelten Verbindungen erster Ordnung O durch S ersetzt wird, so rücken, gleichwie es auch schon bei den unzerlegbaren Körpern (Bd. 124, S. 411) beobachtet wurde, die oberen Gränzlinien der Affinität in niedrigere Temperaturen. Die obere Gränzlinie der zwischen der Linie $LiO NaO KO$ und dem Gliede CO_2 bestehenden Affinität liegt an der äußersten Gränze der bekannten Temperaturen, wohingegen die zwischen der Linie



und dem Gliede CS_2 bestehende Affinität schon durch schwache Glühhitze aufgehoben wird. Während ferner PbO mit CO_2 noch bis zu gelinder Glühhitze verbunden bleibt, wird PbS , CS_2 schon durch die gewöhnliche Temperatur zersetzt¹⁾. Die Verbindungen der Linie



mit dem Gliede MoO_3 endlich konnten bisher nicht durch die höchsten Temperaturen aufgehoben werden, wohl aber die Verbindungen der Linie



mit dem Gliede MoS_3 .

Wenn O durch das entsprechend²⁾ liegende Fl ersetzt

1) Dem Vorangehenden entsprechend wird PbS , CS_2 auch wieder durch eine niedrigere Temperatur zersetzt als KS , CS_2 , und NaS , CS_2 .

2) Die Ebene

Li	Na	K	Br	Cl
O				Fl

eine Ebene erster dritter Richtung!

wird, so rücken die oberen Grenzlinien der Affinität gleichfalls wieder in niedrigere Temperaturen (Mit den Beilen Linien

Li_2O , Na_2O , K_2O und CaO , SrO , BaO usw. bleibt B_2O_3 und SiO_2 noch bei den höchsten Temperaturen verbunden, während die Verbindungen der beiden Linien

LiF , NaF , KF , und CaF_2 , SrF_2 , BaF_2 (bald auch mit BF_3 oder SiF_4 durch Glühhitze aufgeschoben werden

Von den beiden Gliedern NaF und KF bleibt das leichtere mit SiF_4 nur bis zu niedrigerer Temperatur verbunden als das schwerere. (Bera.) und verhalten sich also beide Glieder zu einander wie die beiden Glieder SrO und BaO in Verbindung mit CO_2). Das Glied BaF_2 bleibt fernher mit SiF_4 nur bis zu niedrigerer Temperatur verbunden als das Glied KF). Beide Glieder verhalten sich also auch wieder zu einander wie die Glieder BaO und K_2O in Verbindung mit NO_2 oder ClO oder BrO (Bd. 161, S. 279).

Wenn F durch Cl ersetzt wird, so scheitern, dem Verhalten der Glieder O und S entsprechend, die oberen Grenzlinien der Affinität größtenteils schon unter der gewöhnlichen Temperatur zu liegen.

Der wellenförmige Verlauf der Affinitätsgränzen bedingt, daß bei constanter Temperatur die Affinität irgend eines Gliedes zu den einzelnen Gliedern einer Linie verschieden ist. Dieser Unterschied kann mit der Temperatur derart anwachsen, daß er sich durch eine äußere Erscheinung, die Substitution, kundgibt, indem ein Glied einer Verbindung, durch ein anderes Glied aus dieser Verbindung verdrängt, entweder im festen oder im gasförmigen Aggregatzustande aus der neugebildeten flüssigen Verbindung heraustritt. So wird bei einer über dem Schmelzpunkte und unter dem Zersetzungspunkte von KO , CO , liegenden Temperatur CO , aus der Verbindung KO , CO , durch SiO , verdrängt und

Der wellenförmige Verlauf der Affinitätsgränzen bedingt, daß bei constanter Temperatur die Affinität irgend eines Gliedes zu den einzelnen Gliedern einer Linie verschieden ist.

Dieser Unterschied kann mit der Temperatur derart anwachsen, daß er sich durch eine äußere Erscheinung, die Substitution, kundgibt, indem ein Glied einer Verbindung, durch ein anderes Glied aus dieser Verbindung verdrängt, entweder im festen oder im gasförmigen Aggregatzustande aus der neugebildeten flüssigen Verbindung heraustritt. So wird bei einer über dem Schmelzpunkte und unter dem Zersetzungspunkte von KO , CO , liegenden Temperatur CO , aus der Verbindung KO , CO , durch SiO , verdrängt und

So wird bei einer über dem Schmelzpunkte und unter dem Zersetzungspunkte von KO , CO , liegenden Temperatur CO , aus der Verbindung KO , CO , durch SiO , verdrängt und

So wird bei einer über dem Schmelzpunkte und unter dem Zersetzungspunkte von KO , CO , liegenden Temperatur CO , aus der Verbindung KO , CO , durch SiO , verdrängt und

1) NaO , CO_2 und KO , CO , verhalten sich wahrscheinlich ebenso.

2) BaF_2 , SiF_4 wird in Glühhitze leicht zersetzt und KF , SiF_4 , vollständig erst in lange anhaltender Glühhitze (Bera.)

tritt im gasförmigen Zustande aus der neugebildeten flüssigen Verbindung K_2O , SiO_2 heraus.

Werden die Gränzlinien der Affinität verglichen mit den Wellenlinien des Atomgewichts (Bd. 121, S. 566), des Aggregatzustandes (Bd. 125, S. 246), des Volums (Bd. 130, S. 77) und der Wärmecapazität (Bd. 132, S. 425), so ist unter diesen Wellenlinien keine, deren Einfluss auf den Verlauf der Affinitätsgränzen stets überwiegend wäre. Als Resultante verschiedener Wellenlinien verfolgt vielmehr die Gränzlinie der Affinität eine bald durch diese bald durch jene Wellenlinie gegebene Richtung.

Die oberen Gränzlinien der zwischen der Linie



und dem Gliede CO_2 oder NO_2 sowie auch der zwischen der Linie

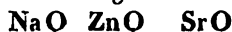


und dem Gliede NO_2 oder ClO_2 oder BrO_2 bestehenden Affinität verfolgen eine mit den Wellenlinien des Atomgewichts und des Volums gleichlaufende¹⁾ Richtung, wohingegen die obere Gränzlinie der zwischen der Linie



und dem Gliede JO_2 bestehenden Affinität eine mit der Wellenlinie des flüssigen Zustandes gleichlaufende Richtung verfolgt.

In den Linien zweiter Richtung



ist der Einfluss, den die Wellenlinie des Volums auf die obere Gränzlinie der zwischen diesen Linien und dem Gliede CO_2 oder SO_2 oder NO_2 bestehenden Affinität ausübt, nicht zu verkennen, indem der Punkt, wo die Wellenlinie des Volums ihr Minimum erreicht (MgO oder ZnO oder

1) d. h. mit jenen Wellenlinien, ohne gerade ihnen parallel zu sein, der Abscissenaxe sich nähernd oder von ihr sich entfernend.

CdO); zusammenfällt mit dem Punkte, wo die obere Affinitätsgränze ihre Minimumtemperatur erreicht (Bd. 124, S. 415).

Die vorstehenden Affinitätsgränzen werden verschoben durch den Einfluss verschiedener Körper, welche entweder durch sog. Contact oder durch prädisponirende Affinität wirken.

Das Glied CaO verbindet sich mit dem Gliede CO_2 oder SO_2 erst bei höherer, in Berührung mit HO dagegen schon bei gewöhnlicher Temperatur. Indem HO mit den genannten Gliedern sich verbindet und diese dadurch derart modificirt, dass sie auch untereinander sich verbinden, wird es je nach der Temperatur entweder bei der Verbindung wieder ausgeschieden (CaO , CO_2) oder es bleibt in der Verbindung zurück (CaO , $\text{SO}_2 + 2\text{aq.}$). Dem Endresultate zufolge kann die Verbindung im erstern Falle als durch sog. Contact, im letztern Falle als durch prädisponirende Affinität bedingt angesehen werden. Der Verlauf des Processes ist indess in beiden Fällen nicht wesentlich verschieden.

Die Verbindungen

CaO , CO_2 und SrO , CO_2 und BaO , CO_2

zerfallen in Berührung mit HO auch wieder bei niedrigeren Temperaturen als für sich. Indem HO mit den Gliedern

CaO und SrO und BaO

sich verbindet, CO_2 gasförmig entweicht und von den neu- gebildeten Verbindungen

CaO , HO und SrO , HO und BaO , HO

erstere schon sogleich, letztere beide dagegen erst in höheren, jedoch unter den Zersetzungspunkten von resp. SrO , CO_2 und BaO , CO_2 liegenden Temperaturen zerfallen, so erscheint auch hier wieder je nach der Temperatur das durch HO bewirkte Zerfallen von SrO , CO_2 und BaO , CO_2 bald als durch prädisponirende Affinität, bald wie das Zerfallen von CaO , CO_2 als durch sog. Contact bedingt. Bei den Temperaturen, wo das durch HO bewirkte Zerfallen

von SrO , CO_2 und BaO , CO_2 beginnt, wird der Proceß unterbrochen, sobald bei vorwaltendem SrO , CO_2 und BaO , CO_2 alles vorhandene HO mit SrO und BaO verbunden ist; er beginnt erst wieder wenn durch gesteigerte Temperatur HO wieder frei wird. Diese Erscheinung wird auch beobachtet bei der Zersetzung von KO , ClO_2 durch sogenannte Contactsubstanzen. Die für sich erst bei 352° (Pohl 51) zerfallende Verbindung KO , ClO_2 wird in Berührung

mit PbO_2 ,	schon bei 280°
» Pt	» » 260°
» CuO	» » 230°
» MnO_2	» » 200°
» Fe_2O_3	» » 110°

zersetzt. Die Zersetzung hört indess bei vorwaltendem KO , ClO_2 bald wieder auf und es bedarf alsdann einer gesteigerten Temperatur, um dieselbe wieder einzuleiten (Wiederhold 62). Vollständig wird sie erst in höheren Temperaturen bewirkt und zwar durch die drei letztgenannten Körper schon bei dem Schmelzpunkte (334° Pohl 51) von KO , ClO_2 (Wiederhold 63), durch die beiden erstgenannten Körper wohl erst bei einer noch etwas höheren Temperatur. Es ist auch hier wohl nur das Entstehen und Zerfallen noch unbekannter Verbindungen, wodurch die sog. Contacterscheinungen bedingt sind.

IV. *Optische Experimental-Untersuchungen;*
von G. Quincke.

(Fortsetzung von S. 571).

XI. Ueber eine neue Art von Biegungserscheinungen und die Phasenänderung der Lichtstrahlen bei totaler und metallischer Reflexion.

110.

Die im vorigen Abschnitt dieser »Optischen Experimental-Untersuchungen« beschriebenen Versuche geben die Erklärung für eine Klasse von Erscheinungen, die im Folgenden beschrieben werden sollen und mir vor mehreren Jahren, als ich sie zuerst beobachtete, so unverständlich erschienen, daß sie die Veranlassung zu diesen Untersuchungen wurden.

Belegt man die Hypotenusenfläche eines rechtwinkligen Prismas theilweise mit einer undurchsichtigen Metallschicht, und läßt das Licht eines leuchtenden Punktes unter einem Winkel, größer als der Gränzwinkel der totalen Reflexion, auf den unbelegten Theil auffallen, so zeigt das reflectirte Licht in der Nähe des geometrischen Schattens der Gränze des belegten und unbelegten Theiles der Hypotenusenfläche schön gefärbte Interferenzstreifen in ganz ähnlicher Art, wie sie an der Gränze durchsichtiger Lamellen wahrgenommen werden (vergl. §. 93 bis 107).

Nur in zwei Punkten weichen diese Interferenzstreifen von den früher beschriebenen ab.

Bei Beleuchtung mit homogenem Licht läßt sich für eine bestimmte Farbe die Erscheinung nicht vorhersagen, sobald sie unter denselben Verhältnissen für eine andere Farbe bestimmt worden ist. Bei der Beleuchtung mit weißem Licht treten ferner Farben auf, deren Charakter von dem der gewöhnlichen Interferenzfarben und also auch der Farben der Interferenzstreifen des vorigen Abschnitts verschieden ist. Die Farben haben dagegen große Aehnlichkeit mit denen,

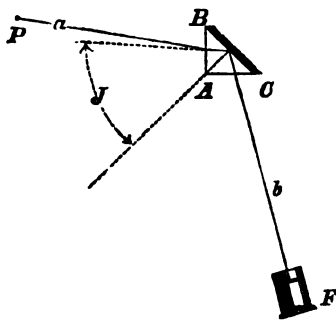
welche im VI. Abschnitt dieser Untersuchungen bei der totalen Reflexion des Lichtes von dünnen Metallschichten beschrieben worden sind.

Ferner ändert sich die Lage und Farbe der Interferenzstreifen sehr bedeutend mit der Lage der Polarisationssebene des einfallenden Lichtes.

111.

Ich gehe von dem einfachen Falle aus, das man mit dem §. 92. beschriebenen Verfahren in einer dünnen undurchsichtigen Silberschicht auf der Hypotenusenfläche eines rechtwinkligen und gleichschenkligen Crownglasprisma's einen Spalt von 1^{mm} oder 2^{mm} Breite angebracht hat, dessen parallele Ränder senkrecht zu den Prismenkanten stehen.

Das Prisma wurde in der §. 93 beschriebenen Weise auf dem Schlitten Q des Kreises K_1K_2 aufgestellt (Fig. 4 Taf. II), so das die Strahlen von dem leuchtenden Punkte senkrecht auf die Kathetenfläche AB des Prismas auffielen, wenn die Theilung des Kreises 0° angab. Die Theilung des Kreises bestimmte also den Winkel i , unter welchem die Strahlen die Kathetenfläche AB trafen, und konnte daraus in der früher (§. 4) beschriebenen Weise der in den folgenden Tabellen aufgeführte Einfallswinkel J für die Hypotenusen-



fläche des Prismas gefunden werden, da der Brechungsexponent μ und der Winkel B des Prismas bekannt waren. Nebenstehende Zeichnung giebt eine schematische Uebersicht der Anordnung. Der leuchtende Punkt P befand sich in der Entfernung a von der Hypotenusenfläche des

Prismas, die reflectirten Strahlen wurden in der Entfernung b von derselben mit einer Fresnel'schen Lupe oder einem Mikroskope betrachtet.

In der Nähe des geometrischen Schattens der Silbergränze ercheint das breite 1ste Minimum der mikroskopischen Beugungserscheinungen durchsichtiger Lamellen; diesem parallel laufen aufserhalb des geometrischen durch das Spiegelbild des leuchtenden Punktes und die Ränder des Silbers bestimmten Schattenkegels dunkle Streifen dem 2ten, 3ten usw. äufseren Minimum des §. 94 entsprechend.

Der Abstand dieser Minima vom geometrischen Schatten ist um so gröfser, je gröfser b ist. Für $b = 0$ fallen alle Minima mit dem Rande des Silbers zusammen, d. h. sie verschwinden, wenn man das Beobachtungsmikroskop auf den Rand des Silbers einstellt. Nähert man das Mikroskop noch mehr dem Silber, wird b negativ, so erscheinen die äufseren Minima von Neuem, aber in umgekehrter Reihenfolge.

Hatte der Spalt im Silber die Form Fig. 20, Taf. II, so zeigten die äufseren Minima von A bis C und von C bis B dieselbe Lage; es war bei C kein Knick in den äufseren Interferenzstreifen zu beobachten. Die Lage der äufseren Minima war also bei den von mir benutzten Dimensionen unabhängig von der Breite $2c$ des Spaltes im Silber. Hiermit stimmen die unten mitgetheilten Messungen überein.

Der Abstand eines äufseren Minimums vom geometrischen Schatten des Silberrandes wurde mit der Fresnel'schen Lupe in der §. 102 beschriebenen Weise gemessen.

Zwischen Auge und Fresnel'scher Lupe oder zwischen Heliostat und der den leuchtenden Punkt gebenden Linse wurde ein Nicolsches Prisma angebracht, das Strahlen \mp oder \perp zur Reflexionsebene polarisirt hindurchliefs. Ich habe mich überzeugt, dafs es gleichgültig war, an welcher Stelle das Nicol'sche Prisma angebracht wurde; gewöhnlich habe ich der Bequemlichkeit wegen die Stellung vor der Beleuchtungslinse benutzt. Bei der Beobachtung mit farbigem Licht wurde ein rothes oder blaues Glas vor das Auge gehalten. Ueber jeder Tabelle steht die Wellenlänge λ der betreffenden Farbe in Luft.

Die folgende Tabelle giebt für den Einfallswinkel 45°

bei dem Crownglasprisma, das zu den Versuchen des §. 5 gedient hatte, und undurchsichtigem Silber den Abstand M , des ersten Minimums vom geometrischen Schatten der Silbergränze, je nachdem das Licht \mp oder \perp zur Reflexions-Ebene polarisirt war. Die erste und zweite Columne enthalten unter a und b die Entfernung des leuchtenden Punktes und der Interferenzstreifen von der reflectirenden Fläche, die dritte Columne unter $2c$ die Breite des Spaltes im Silber für die Beobachtungen der betreffenden Horizontalreihe. Die beobachteten Werthe von M_1 sind das Mittel aus 6 Bestimmungen, die berechneten sind mit der Gleichung

$$1. \quad M_1 = C_n \sqrt{\frac{\lambda}{2} \cdot b \cdot \frac{a+b}{a}}$$

erhalten (vergl. Gleichung 21, §. 109), wo die Constante C_n dem n ten Minimum entspricht, und $= p_n$ oder s_n wird, je nachdem das Licht \mp oder \perp zur Einfallsebene polarisirt ist. Unter den Columnen sind die bei der Berechnung benutzten Werthe von p_1 und s_1 angegeben.

LXXIX.

Crownlas 173. — Undurchsichtiges Silber (No. 31.)

$$J = 45^\circ \quad \mu = 1,5149 \quad \text{arc} \left(\sin = \frac{1}{\mu} \right) = 41^\circ 19'$$

Rothes Licht ($\lambda = 0^{\text{mm}},5886$).

a	b	$2c$	\mp M_1			\perp M_1		
			beob.	ber.	Diff.	beob.	ber.	Diff.
2422	737	1,033	0,261	0,165	0,096	-0,073	-0,090	+0,017
"	"	2,236	0,197	0,165	0,032	-0,026	-0,090	+0,054
"	508	1,033	0,175	0,132	0,043	-0,060	-0,072	0,012
"	"	2,236	0,109	0,132	-0,023	-0,082	-0,072	-0,010
1000	1000	2,236	0,214	0,239	-0,025	-0,121	-0,130	0,009
"	600	1,033	0,173	0,165	0,008	-0,096	-0,090	-0,006
"	"	2,236	0,111	0,165	-0,054	-0,109	-0,090	-0,019
"	500	1,033	0,167	0,146	0,021	-0,072	-0,079	0,007
"	"	2,236	0,133	0,146	-0,013	-0,076	-0,079	0,003

$$p_1 = 0,311$$

$$s_1 = -0,170$$

Die Werthe M_1 sind wie früher positiv gerechnet, wenn die Minima außerhalb des durch das Spiegelbild des leuchtenden Punktes und die Spaltränder bestimmten geometrischen Schattenkegels liegen.

Ferner wurde der Abstand M_1, M_2, M_3 des 1sten, 2ten, 3ten Minimums von dem geometrischen Schatten für verschiedene Farben gemessen bei verschiedenen Entfernungen a und b . Dieselben Gröfsen sind für die verschiedenen Minima M_n durch den unteren Index n von einander unterschieden.

LXXX. (Fortsetzung.)

Roth ($\lambda = 0^{\text{mm}},5888$) Blau ($\lambda = 0^{\text{mm}},4443$)

σ	b	Roth			Blau			↓		Diff.
		beob.	ber.	Diff.	beob.	ber.	Diff.	beob.	ber.	

Zweites Minimum M_2

1917	1888	2,148	2,107	+0,041	1,928	1,982	-0,004	1,938	1,888	0,050	1,798	1,761	0,037
"	1000	1,321	1,343	-0,022	1,216	1,231	-0,015	1,201	1,203	-0,002	1,136	1,122	0,014
"	286	0,620	0,624	-0,004	0,570	0,572	-0,002	0,550	0,559	-0,009	0,515	0,522	-0,007
"	210	0,516	0,525	-0,009	0,466	0,482	-0,016	0,456	0,471	0,015	0,431	0,439	-0,008
960	220	0,545	0,566	-0,021	0,505	0,519	-0,014	2,383	2,324	0,059	2,168	2,167	0,001
942	1888	2,650	2,592	+0,058	2,503	2,378	-0,125	0,611	0,569	0,042	0,446	0,531	0,085
"	210	0,511	0,551	-0,040	0,471	0,506	-0,035						

$p_1 = 2,006$

$p_1 = 1,840$

$p_2 = 2,070$

$p_2 = 1,930$

LXXX. (Fortsetzung.)

		Roth ($\lambda = 0^{\text{max}}, 5888$)				Blau ($\lambda = 0^{\text{max}}, 4443$)			
α	δ	≠		±		≠		±	
		beob.	ber.	Diff.	beob.	ber.	Diff.	beob.	ber.

Drittes Minimum M_3

1917	1888	2,978	2,973	+0,005	2,860	2,877	-0,017	2,708	2,626	0,077	2,583	2,576	0,008
"	1000	1,816	1,894	-0,078	1,766	1,833	-0,067	1,686	1,673	0,013	1,633	1,642	-0,009
"	286	0,895	0,880	0,015	0,875	0,852	0,023	0,780	0,778	0,002	0,785	0,768	+0,017
"	210	0,731	0,741	-0,010	0,706	0,717	-0,011	0,606	0,655	-0,049	0,631	0,642	-0,011
960	220	0,775	0,799	-0,024	0,745	0,773	-0,028						
942	1888	3,793	3,657	0,136	3,653	3,540	0,113	3,348	3,230	0,118	3,143	3,169	-0,026
"	210	0,741	0,776	-0,037	0,706	0,758	-0,052						

$p_1 = 2,880$

$p_2 = 2,740$

$p_3 = 2,876$

$p_4 = 2,823$

Abgesehen von den großen Entfernungen a und b , bei denen besonders das 1ste breite Minimum verwaschen erscheint und die Messungen unsicher macht, stimmen beobachtete und berechnete Werthe innerhalb der Genauigkeitsgränzen der Beobachtung mit einander überein.

Die Minima entstehen durch Interferenz von metallisch und total reflectirten Strahlen, d. h. Strahlen nahezu gleicher Intensität. Die Phase der reflectirten Strahlen muß also bei der verschiedenartigen Reflexion verschieden geändert worden seyn. (Vergl. §. 99 und 102.)

Man sieht aus der vorstehenden Tabelle, wie die Constanten p und s für Blau sämtlich größer sind, wie für Roth, daraus folgt, daß für verschiedenfarbiges Licht der in Wellenlängen gemessene Phasenunterschied der total und metallisch reflectirten Strahlen unter sonst gleichen Verhältnissen verschieden ist.

Die oben beschriebenen Versuche entscheiden jedoch nichts darüber, ob die totale Reflexion allein oder die metallische Reflexion allein unter sonst gleichen Verhältnissen die Phase des reflectirten Strahles ändert, und ob diese Phasenänderung je nach der Wellenlänge verschieden ist.

Die im I. Abschnitt §. 2 bis 8 und im VI. Abschnitt §. 57 beschriebenen Versuche ganz anderer Art lassen mich vermuthen, daß beide Reflexionen, totale und metallische, die Phase ändern, freilich in verschiedener Weise, und daß bei beiden, die in Vielfachen von π gemessene Phasenänderung mit der Wellenlänge sich ändert.¹⁾

1) Leider habe ich erst ganz kürzlich einen sehr interessanten Aufsatz von Stokes (*On the formation of the central spot in Newton's rings beyond the critical angle, Cambridge transact. VIII, part 5, p. 642, 1849*) kennen gelernt, der in Deutschland und Frankreich gar nicht bekannt geworden zu seyn scheint, und zum großen Theil schon die im Anfang dieser Optischen Experimental-Untersuchungen (*Pogg. Ann. Bd. 127. 1866*) beschriebenen Erscheinungen enthält. Gleichzeitig ist dort gesagt, daß man durch geschickte Benutzung der imaginären Ausdrücke, auf welche die Fresnel'schen Formeln im Falle der totalen Reflexion führen, mit ähnlichen Methoden, wie sie Fresnel (*Oeuvres complètes I, p. 753, 1867, ann. d. chim. (2)*)

Dafs für \neq und \perp zur Einfallsebene polarisirtes Licht die Phasenänderung und die Lage der Minima verschieden ist, war nach den Erscheinungen der elliptischen Polarisation durch totale und metallische Reflexion (§. 13 bis 23 und §. 38 bis 44) zu erwarten.

112.

Da der Phasenunterschied der Strahlen \neq und \perp zur Einfallsebene polarisirt für dieselbe Art der Reflexion bei verschiedenen Einfallswinkeln verschieden ist, so läßt sich vermuthen, dafs der Phasenunterschied der total und metallisch reflectirten Strahlen, oder die Lage der verschiedenen äusseren Minima für verschiedene Einfallswinkel verschieden seyn wird. Der Versuch bestätigt diese Vermuthung.

Im Folgenden sind die für verschiedene Einfallswinkel J und rothes Licht gemessenen Abstände des 1ten, 2ten, 3ten äusseren Minimums vom geometrischen Schatten der Silbergränze zusammengestellt. Ueber jeder Columne ist angege-

t. 29 p. 175. 1825) und später Neumann (Pogg. Ann. Bd. 40, S. 510. 1837) und O'Brien (Cambr. transact. VIII, part 1, p. 7. 1842) angewandt haben, die merkwürdigen Gesetze über die Größe des dunklen oder hellen elliptischen Fleckes zwischen der ebenen und convexen Hypotenusenfläche zweier rechtwinkliger Glasprismen ableiten kann. Der Verfasser bemerkt selbst (Phil. Mag. vol. XXXIV, p. 137, 1849), dafs dies Resultat ohne jede besondere Annahme einer dynamischen Theorie des Lichts aus den (empirisch bestätigten) Fresnel'schen Ausdrücken für die Intensität des reflectirten und gebrochenen polarisirten Lichtes folgt. Messende Versuche sind in der erwähnten Abhandlung nicht enthalten, und so können vielleicht die von mir viele Jahre später veröffentlichten Versuche jene Abhandlung ergänzen, auf die ich übrigens noch an einer anderen Stelle zurückkommen werde.

Dasselbe gilt von einem andern Aufsatz desselben Verfassers (Stokes, on the perfect blackness of the central spot in Newton's rings etc. Cambr. and Dublin. Mathem. Journ. vol. IV, p. 1. 1849), welcher eine theoretische Herleitung der Relationen zwischen den Phasenunterschieden bei Reflexionen an derselben Gränze in verschiedenen Medien enthält, für welche ich in dem III. Abschnitt dieser Mittheilungen (Pogg. Ann. Bd. 128, S. 356. 1866) den experimentellen Beweis geliefert habe.

Berlin im October 1867.

Q.

ben, ob das Licht \neq oder \perp zur Einfallsebene polarisirt war. Die angeführten Zahlen sind das Mittel aus 6 Messungen.

LXXXI.

Crown Glas. — Undurchsichtiges Silber (No. 130).

Rothes Licht ($\lambda = 0^{\text{mm}},5888$) $\mu = 1,5149$

$$\text{arc}\left(\sin = \frac{1}{\mu}\right) = 41^{\circ} 19'$$

$a = 960^{\text{mm}}$ $b = 220^{\text{mm}}$ Spaltbreite $2c = 1^{\text{mm}},070$

J	M_1		M_2		M_3	
	\neq	\perp	\neq	\perp	\neq	\perp
	mm	mm	mm	mm	mm	mm
25° 34'	-0,039	0,053	0,534	0,543	0,795	0,808
31 57	-0,034	0,063	0,553	0,538	0,807	0,805
38 25	0,003	-0,242	0,543	0,520	0,810	0,790
41 3	0,015	-0,154	0,538	0,460	0,828	0,740
41 42	0,048	-0,097	0,548	0,480	0,806	0,750
42 22	0,066	-0,094	0,566	0,506	0,814	0,760
43 41	0,075	-0,030	0,558	0,526	0,826	0,780
45	0,095	-0,025	0,563	0,520	0,823	0,770
49 37	0,100	-0,004	0,556	0,535	0,791	0,793
58 3	0,145	0,044	0,585	0,510	0,829	0,770
64 26	0,170	0,070	0,583	0,560	0,831	0,814
70 6	0,148	0,098	0,585	0,568	0,828	0,825

J	p_1	s_1	p_2	s_2	p_3	s_3
	25° 34'	-0,138	0,188	1,892	1,924	2,818
31 57	-0,120	0,223	1,960	1,906	2,861	2,853
38 25	0,011	-0,858	1,924	1,843	2,871	2,800
41 3	0,053	-0,546	1,906	1,630	2,934	2,622
41 42	0,170	-0,344	1,942	1,701	2,856	2,659
42 22	0,234	-0,333	2,005	1,794	2,885	2,699
43 41	0,266	-0,106	1,977	1,864	2,927	2,765
45	0,337	-0,089	1,995	1,843	2,917	2,729
49 37	0,354	-0,014	1,971	1,896	2,803	2,810
58 3	0,517	0,156	2,073	1,807	2,939	2,729
64 26	0,602	0,248	2,066	1,985	2,945	2,885
70 6	0,525	0,347	2,073	2,013	2,934	2,924

$H = 71^{\circ} 13'$ $B = 88^{\circ} 6'$

Haupteinfallswinkel H und Haupt-Azimuth B wurden in der §. 39 angegebenen Art mit dem Babinet'schen Compensator bestimmt.

Die Tabelle enthält in ihrem unteren Theile die mit

Hülfe der Gleichung 1, §. 111 aus den beobachteten Werthen von M_2 abgeleiteten Gröſsen p_2 und s_2 .

Bei demselben Silber aber einer anderen Entfernung der Fresnel'schen Lupe von dem Spalt und größerer Breite des letzteren gaben folgende Messungen die in der 2ten Hälfte der Tabelle aufgeführten Werthe von p_2 und s_2 .

LXXXII.

Crownglas 173. — Undurchsichtiges Silber (No. 130).

Roths Licht ($\lambda = 0^{\text{mm}},5888$) $\mu = 1,5149$ ($41^\circ 19'$)

$a = 962^{\text{mm}},2$ $b = 290^{\text{mm}}$ Spaltbreite $2c = 2^{\text{mm}},000$

J	M_1		M_2		M_3	
	\neq	\pm	\neq	\pm	\neq	\pm
28° 48'	mm 0,041	mm (0,149)	mm 0,682	mm 0,676	mm 0,986	mm 0,956
31 57	0,026	(0,126)	0,679	0,677	0,942	0,971
35 10	0,079	(0,074)	0,684	0,641	0,955	0,952
38 25	0,052	-0,226	0,659	0,629	0,962	0,926
41 3	0,099	-0,129	0,689	0,589	0,976	0,896
41 42	0,121	-0,068	0,707	0,616	0,986	0,909
42 22	0,156	-0,038	0,699	0,607	0,982	0,922
45	0,159	0,004	0,727	0,641	0,986	0,957
49 37	0,181	0,056	0,712	0,682	0,992	0,954
58 3	0,199	0,104	0,707	0,686	1,000	0,977
64 26	0,219	0,146	0,741	0,722	0,996	0,997
70 6	0,204	0,171	0,732	0,721	1,021	0,996
72 50	0,204	0,186	0,746	0,712	—	0,996

J	p_1	s_1	p_2	s_2	p_3	s_3
28° 48'	0,123	(0,447)	2,046	2,028	2,958	2,868
31 57	0,078	(0,378)	2,037	2,031	2,826	2,913
35 10	0,237	(0,237)	2,052	1,923	2,865	2,856
38 25	0,156	-0,678	2,077	1,887	2,886	2,778
41 3	0,297	-0,387	2,067	1,767	2,928	2,688
41 42	0,363	-0,204	2,121	1,848	2,958	2,727
42 22	0,468	-0,114	2,097	1,821	2,946	2,766
45	0,477	0,012	2,181	1,923	2,997	2,871
49 37	0,543	0,168	2,136	2,046	2,976	2,862
58 3	0,597	0,312	2,121	2,058	3,000	2,931
64 26	0,657	0,438	2,223	2,166	2,988	2,991
70 6	0,612	0,513	2,196	2,163	3,063	2,988
72 50	0,612	0,558	2,238	2,186	—	2,988

Wie die im vorigen Abschnitt §. 93 bis 105 beschriebenen mikroskopischen Beugungs-Erscheinungen durchsichtiger Lamellen schon erwarten lassen, werden die Interferenzstreifen verschieden deutlich seyn für verschiedene Einfallswinkel und am deutlichsten, sobald der Phasenunterschied Δ der total und metallisch reflectirten Strahlen ein grades Vielfache von π wird.

In der That sind auch für \neq der Einfallsebene polarisirtes Licht in der Nähe des Gränzwinkels der totalen Reflexion die eben beschriebenen Interferenzstreifen am deutlichsten und werden mit wachsendem Einfallswinkel matter. Bei $J=60^\circ$ sind Messungen nur mit Schwierigkeit auszuführen, und bei streifend einfallenden Strahlen, $J=90^\circ$, sind keine Interferenzstreifen mehr zu bemerken.

Für \perp zur Einfallsebene polarisirtes Licht sind die Interferenzstreifen matt beim Beginn der totalen Reflexion, werden mit wachsendem Einfallswinkel immer dunkler und deutlicher, sind zwischen 50° und 60° besonders deutlich und werden dann allmählich wieder matter und undeutlicher, um bei streifender Incidenz ganz zu verschwinden.

Die Versuche für streifend einfallende Strahlen wurden an einer $5^{\text{mm}},5$ breiten und 160^{mm} dicken sehr vollkommenen Crownglasplatte (§. 37) angestellt, deren 106^{mm} lange und $5^{\text{mm}},5$ breite Fläche auf einer Breite von $2^{\text{mm}},5$ mit undurchsichtigem Silber belegt war. Man konnte an dieser Platte Strahlen beobachten, die unter einem sehr wenig von 90° verschiedenen Winkel reflectirt wurden.

Die in den Tabellen LXXXI und LXXXII aufgeführten Versuchsreihen waren an demselben Silber aber an verschiedenen Tagen angestellt worden. Die aus den verschiedenen breiten Spalten abgeleiteten Werthe von p_r und s_r für Einfallswinkel, bei denen totale Reflexion stattfand, differiren nicht mehr als überhaupt dergleichen Messungen, die nicht genau unter denselben Umständen angestellt wurden, da sowohl die reflectirende Metallfläche, als auch die total reflectirende Glasfläche sich mit der Zeit ändern. Es würde sehr umständlicher Vorrichtungen bedürfen, wollte man diese

störenden Einflüsse der Oberflächen-Aenderung (vergl. §. 22 Schlufs) ganz beseitigen.

Da die inneren Fransen (im Innern des geometrischen Schattenkegels der Spaltränder) ihre Lage und Intensität in ganz anderer Weise als die äusseren Fransen ändern, so wird das Ansehen der letzteren, besonders wenn sie verwaschen erscheinen, durch die darüber gelagerten inneren Fransen oft modificirt werden. Diese Störung durch innere Fransen ist um so auffallender, je schmaler unter fast gleichen Umständen der im Silber angebrachte Spalt ist.

Aus den beschriebenen Versuchen folgt, dass für streifend einfallende Strahlen ($J = 90^\circ$) \mp und \perp zur Einfallsebene polarisirtes Licht sich gleich verhält und der Phasenunterschied Δ der total und metallisch reflectirten Strahlen 2π seyn muss. Die aus Versuchen anderer Art abgeleiteten Curven des Phasenunterschiedes von \mp und \perp zur Einfallsebene polarisirtem Licht bei derselben Art der Reflexion (Fig 16, Taf. XI, Pogg. Ann. Bd. CXXVIII) liessen dies schon vermuthen.

Für \mp zur Einfallsebene polarisirtes Licht ist der Phasenunterschied Δ der metallisch und total reflectirten Strahlen beim Beginn der totalen Reflexion nahezu π , und nimmt mit wachsendem Einfallswinkel zu, um bei streifender Incidenz 2π zu werden.

Für \perp zur Einfallsebene polarisirtes Licht beträgt Δ beim Beginne der totalen Reflexion 2π , nimmt allmählich ab bis zum Einfallswinkel 50° , wo es π wird, um bei streifender Incidenz 0 zu werden.

Ich habe nur der Bequemlichkeit des Ausdrucks wegen für Δ bestimmte Werthe angegeben. Möglicherweise muss man die angegebenen Werthe alle um $\pm 2m\pi$ vermehren, wo m eine ganze Zahl bedeutet. Für die Einfallswinkel, bei denen die Minima am deutlichsten hervortreten, also für \mp der Einfallsebene polarisirtes Licht beim Beginn der totalen Reflexion, für \perp zur Einfallsebene polarisirtes Licht bei $J = 50^\circ$ fallen das 1ste, 2te, 3te Minimum auch nahezu

mit dem geometrischen Schatten oder Fresnel's äußerem Minimum 1ster und 2ter Ordnung zusammen, da dann die Constante C der Gleichung 1 nahezu die Werthe 0,873 und 2,739 annimmt. (Vergl. §. 104 und 109.)

113.

Die Tabelle LXXXI des vorigen §. enthält auch die Lage der Interferenzstreifen für Einfallswinkel kleiner als der Gränzwinkel der totalen Reflexion, oder $J < \text{arc.} \left(\sin = \frac{1}{\mu} \right)$, wo an der Gränze von Luft und Glas gewöhnliche Reflexion stattfindet.

Denkt man sich das von Metall reflectirte Licht in zwei Theile zerlegt, deren erster mit den gewöhnlich reflectirten Strahlen gleiche Intensität hat, so würde der zweite Theil, von viel größerer Lichtintensität als der erste, die gewöhnlichen inneren Fransen innerhalb des vom Spiegelbild des leuchtenden Punktes und den Spalträndern gebildeten Schattenkegels bilden, deren Abstand A durch die Entfernungen a und b , und die Spaltbreite $2c$ in Silber bestimmt ist (§. 75), während außerhalb des Schattenkegels die äußeren Fransen eines dunklen schattengebenden Körpers erscheinen müßten.

Natürlich werden durch den ersten Theil der metallisch reflectirten Strahlen und die vom Glas reflectirten Strahlen diese Interferenzstreifen noch modificirt werden. Die beiden letzteren an und für sich würden Interferenzstreifen von der oben §. 93 bis 105 beschriebenen Art geben. Es ist jedoch nicht gestattet, die bei gewöhnlicher Reflexion wahrgenommenen Streifen als eine einfache Uebereinanderlagerung beider Arten Beugungserscheinungen, derjenigen eines undurchsichtigen Schirmes und derjenigen durchsichtiger Lamellen aufzufassen. Nur eine genaue Ausführung der theoretischen Betrachtungen des §. 109 kann die Lage der Minimalstellen gegen den geometrischen Schatten genau bestimmen, wenn man A , den Phasenunterschied der metallisch

reflectirten Strahlen als bekannt voraussetzt. Möglicher Weise liefse sich auch rückwärts aus der Lage der Minima A bestimmen, doch habe ich dies Verfahren nicht weiter verfolgt.

Die inneren Fransen eines dunklen schattengebenden Körpers lassen sich im Innern des Schattenkegels des Silberspaltes sehr gut wahrnehmen und messen. Ich erhielt für den Abstand derselben folgende Werthe.

LXXXIII.

Crownglas 173. Undurchsichtiges Silber

$$a = 960^{\text{mm}} \quad b = 220^{\text{mm}} \quad \lambda = 0^{\text{mm}},5888$$

Spaltbreite im Silber $2c = 1^{\text{mm}},07$,

J.	Abstand der inneren Fransen.	
	\mp	\perp
25° 34'	$0,126^{\text{mm}}$	$0,124^{\text{mm}}$
31° 57'	0,125	0,122
38° 25'	0,113	0,116
41° 3'	0,116	0,118
Mittel	0,120	0,120
A berechnet	0,1211	0,1211.

Das Mittel der beobachteten Abstände stimmt mit dem nach der Gleichung

$$A = \frac{b}{2c} \lambda$$

berechneten vollkommen überein.

114.

Der Vergleichung wegen mögen hier noch Beobachtungen an demselben Silber No. 31 einen Platz finden, an welchem früher (§. 39) mit dem Babinet'schen Compensator der Phasenunterschied der Strahlencomponenten, \mp und \perp zur Einfallsebene polarisirt, bestimmt worden ist.

Die angegebenen Zahlen sind das Mittel aus 4 Messungen.

LXXXIV.

Crownlas 173. — Undurchsichtiges Silber (No. 31).

Rothes Licht ($\lambda = 0^{\text{mm}},5888$) $\mu = 1,5149$ ($41^\circ 19'$)

$a = 1000^{\text{mm}}$ $b = 500^{\text{mm}}$ Spaltbreite $2c = 1^{\text{mm}},033$

J	M_1		M_2		M_3	
	\neq	\perp	\neq	\perp	\neq	\perp
40° 14'	0,049	-0,349	0,873		1,307	0,814
41 16	0,091	-0,180	0,918	0,743	1,371	1,215
41 42	0,116	-0,166	0,884	0,857	1,336	1,231
42 22	0,124	-0,126	0,941	0,851	1,354	1,261
45	0,154	-0,052	0,998	0,828	1,411	1,333
46 59	0,166	0,013	0,996	0,900	1,396	1,335
58 3	0,210	0,092	0,998	0,910	1,380	1,338
64 26	0,228	0,141	1,024	0,946	1,412	1,351
72 50	0,341	0,225	1,171	1,078	(1,590)	1,502

J	p_1	s_1	p_2	s_2	p_3	s_3
40° 14'	0,105	-0,743	1,858		2,782	1,732
41 16	0,194	-0,383	1,954	1,581	2,917	2,535
41 42	0,248	-0,353	1,881	1,824	2,843	2,619
42 22	0,264	-0,268	2,008	1,811	2,881	2,683
45	0,327	-0,111	2,123	1,762	3,003	2,837
46 59	0,353	0,028	2,119	1,916	2,971	2,841
58 3	0,447	0,196	2,123	1,936	2,937	2,847
64 26	0,485	0,301	2,179	2,014	3,005	2,876
72 50	0,727	0,479	2,492	2,294	(3,384)	3,197

$H = 69^\circ 5'$

$B = 42^\circ 28'$

Die berechneten Werthe von p_n und s_n stehen etwa in der Mitte zwischen denen der Tabelle LXXXI und LXXXII (§. 112) und ändern sich mit dem Einfallswinkel in ähnlicher Weise wie jene, während Haupteinfallswinkel H und Haupt-Azimuth B von denselben Gröfsen beim Silber (No. 130) etwas verschieden sind. Die Lage der Minima gegen den geometrischen Schatten der Metallgränze odér der Phasenunterschied Δ der total und metallisch reflectirten Strahlen scheint daher mehr von der verschiedenen Beschaffenheit der total reflectirenden Glas-Oberfläche als von der Beschaffenheit des Metalls abzuhängen.

115.

Andere Metalle, wie Silber, und Glas von nahe demselben Brechungsexponenten, als das ebenerwähnte Crownnglas geben ähnliche Werthe der Constanten p_2 und s_2 , wie das auch nach dem ähnlichen Verhalten der Metalle bei der elliptischen Polarisation des Lichtes durch Reflexion oder nach der Untersuchung mit dem Babinet'schen Compensator (§. 38 bis 44) zu erwarten war.

Die Tabellen LXXXV und LXXXVI enthalten die Messungen an Gold, welches nach dem v. Liebig'schen Verfahren, und Platin, welches mit der von Hrn. Prof. Böttger mir gütigst überlassenen Platinlösung (§. 48) erhalten worden war.

LXXXV.

Crownnglas 173. — Undurchsichtiges Gold No. 50).

Roth ($\lambda = 0^{\text{mm}},5888$) $\mu = 1,515$ ($41^\circ 19'$)

$a = 962^{\text{mm}}$ $b = 290^{\text{mm}}$ $2c = 1^{\text{mm}},470$

J	M_1		M_2		M_3	
	\neq	\pm	\neq	\pm	\neq	\pm
41° 42'	0,077	-0,116	0,669	0,597	0,962	0,915
45	0,124	-0,046	0,684	0,619	0,969	0,926
49 37	0,141	0,011	0,674	0,634	0,974	0,961
70 6	0,209	0,127	0,702	0,684	0,974	0,984

J	p_1	s_1	p_2	s_2	p_3	s_3
41° 42'	0,231	-0,348	2,007	1,791	2,886	2,745
45	0,372	-0,138	2,052	1,857	2,907	2,778
49 37	0,423	0,033	2,022	1,902	2,922	2,883
70 6	0,627	0,381	2,106	2,052	2,922	2,952

$H = 67^\circ 40'$ $B = 34^\circ 19'$

LXXXVI.

Crownglas 173. Undurchsichtiges Platin (No. 12).

Roth ($\lambda = 0^{\text{mm}}, 5888$) $\mu = 1,515$ ($41^\circ 19'$) $a = 962^{\text{mm}}$ $b = 290^{\text{mm}}$ $2c = 1,393$

J	M_1		M_2		M_3	
	\neq	\perp	\neq	\perp	\neq	\perp
$41^\circ 42'$	^{mm} 0,096	^{mm} -0,078	^{mm} 0,681	^{mm} 0,561	^{mm} 0,959	^{mm} 0,997
45	0,142	-0,036	0,687	0,619	0,969	0,925
49 37	0,151	0,026	0,694	0,644	0,971	0,924
54 11	0,186	0,044	0,702	0,659	0,977	0,941
70 6	0,192	0,169	0,699	0,682	0,984	0,973

J	p_1	s_1	p_2	s_2	p_3	s_3
$41^\circ 42'$	0,288	-0,234	2,043	1,683	2,877	2,691
45	0,426	-0,108	2,061	1,857	2,907	2,775
49 37	0,453	0,078	2,082	1,932	2,913	2,772
54 11	0,558	0,132	2,106	1,977	2,931	2,823
70 6	0,576	0,507	2,097	2,046	2,952	2,919

$H = 63^\circ 58'$ $B = 28^\circ 13'$

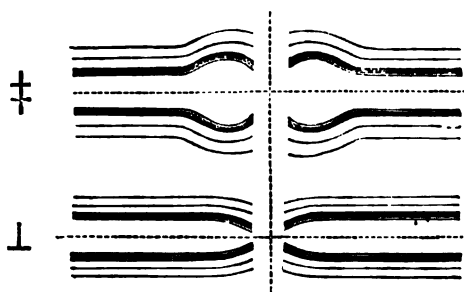
Bei Spiegelfolie konnte ich keine genügend gradlinige Begrenzung des Metalles herstellen, so dafs an dieser Messungen nicht gemacht, und nur der Verlauf der Erscheinung beobachtet wurde, der bei allen Metallen, mochten sie sich auf Crownglas oder Flintglas befinden, ein ähnlicher war.

Mit wachsendem Einfallswinkel J erschienen bei dem Beginn der totalen Reflexion für \neq der Einfallsebene polarisirtes Licht die Interferenzstreifen scharf und deutlich, um allmählig immer matter zu werden. Der Werth von p_1 war stets positiv und nahm mit wachsendem Einfallswinkel allmählig zu. Für \perp zur Einfallsebene polarisirtes Licht sind die Streifen undeutlich, beim Beginn der totalen Reflexion, werden scharf und deutlich für $J = 50^\circ$, um dann ebenfalls, wiewohl später als für Licht \neq der Einfallsebene polarisirt, matter zu werden und zu verschwinden. Die Werthe von s_1 wachsen dabei, und gehen von negativen Werthen allmählig in positive über. Bei streifend einfal-

lenden Strahlen scheinen die Werthe von s_1 und p_1 zusammenzufallen.

116.

Bringt man in der keilförmigen Silberschicht (§. 53) auf der Hypotenusenfläche eines rechtwinkligen Crownglasprismas einen Spalt an, dessen parallele Ränder senkrecht zur Kante des Keiles stehen, und läßt das Licht eines leuchtenden Punktes in der gewöhnlichen Weise von ihnen reflectiren, so haben die äußeren Beugungsfransen in der Nähe des geometrischen Schattens der Spaltränder etwa die beistehende Gestalt für Einfallswinkel größer als der Gränzwinkel der totalen Reflexion und kleiner als 50° .



Daraus folgt unmittelbar, daß die Lage des I. Minimums gegen den geometrischen Schatten der Metallränder oder der Phasenunterschied der total und metallisch reflectirten Strahlen von der Dicke des Metalls abhängt, und zwar für Licht, das nach verschiedenen Ebenen polarisirt ist, in verschiedener Weise. Diefs war nach den Versuchen des Abschnitts VII, §. 65 bis 69 schon zu erwarten.

Alle diese Versuche entscheiden jedoch nicht, ob die metallisch reflectirten Strahlen gegen die total reflectirten beschleunigt oder verzögert sind.

117.

Außer den äußeren Beugungsfransen dünner durchsichtiger Lamellen zeigen sich nun auch innere Beugungsfransen (§. 106) in der Nähe des geometrischen Schattens der Gränze einer Metallbelegung auf der Hypotenusenfläche

eines rechtwinkligen Prisma's, wenn man von dieser Strahlen eines leuchtenden Punktes total reflectiren läßt.

Die folgende Zusammenstellung giebt die Farben, welche ein Spalt von 1^{mm},070 Breite in dem Silber No. 130 auf der Hypotenusenfläche des rechtwinkligen Crownglas-Prismas No. 173 zeigte, für welches oben (§. 112) die äußeren Beugungsfransen gemessen wurden. Die Hypotenusenfläche reflectirte in der §. 111 beschriebenen Weise das weiße Licht eines leuchtenden Punktes. Die Farben wurden mit einer Fresnel'schen Lupe in gewöhnlicher Weise beobachtet, und sind angegeben wie sie sich von der Mitte des geometrischen Schattenkegels aus nach außen, nach den Rändern des Spaltes zu, an einander reihten.

LXXXVII.

Crownglas 173. — Undurchsichtiges Silber No. 130

$\mu = 1,5149$ ($41^\circ 19'$)

$a = 962^{mm}$

$b = 220^{mm}$

$2c = 1^{mm},070$

J

‡

‡

25° 34'	Gelb,	Grüngelb,
31 57	Gelb, Blau, Braun	Graugrün
38 25	Gelb, Blau, Braunroth	Hell Blaugrau
41 8	Helgelb (fast Weiß), Hellblau, Hellbraun	bläul. Weiß, Viol. Roth
41 42	ditto	Weiß (gelbl. grün), Gelbgrün, Purpur
42 22	gelbl. Grün	grünl. Weiß, bläul. Violet
43 41	grünl. Gelb, Hellblau	Weiß (grünl.), Blau, grünl. Orange
45	Sehr hell grünl. Gelb	grünl. Gelb, Hellblau
49 37	Weiß (Stich ins Braungelbe), hell Blaugrün	grünl. Orange, Blau, Braun
58 3	Mattes Grau, Weiß, Grau	Helgelb, Hellblau, Hellbraun
64 26	Mattes Braun, Weiß, Mattes Grau	grünl. Orange, Hellblau, Hellbraun
70 6	Grau, Weiß, Grau	(Orange, Hellblau, Hellbraun

$a = 962^{mm}$ $b = 290^{mm}$ $2c = 1,070$

J	\neq	\downarrow
10° 54'	Blaugrün, Blau - Violet, Grüngelb	Grün, Blau - Violet, Grün
25 34	Grüngelb, Violet, Gelbgrün	Grüngelb, (schwärl.) Blau
31 57	Blaugrau, Violet, Grün	Hell Braungelb
38 25	Weiß, Violet, grünl. Gelb	Blau Violet, gelbl. Grün
41 3	grünl. Weiß, Violet, grünl. Weiß	Hellblau, Hell Braungelb, Weiß
41 42	Weiß, Violet, grünl. Gelb	Hellblau, Orange - Gelb, Weiß
42 22	Weiß, Violet, Hellbraun	Hellblau, Orange, Weiß
43 41	Weiß, Violet, grünl. Orange	ditto
45	Weiß, Violet, bräunl. Grün	Hellblau, Hellbraun, grünl. Weiß
49 37	Weiß, Hell - Violet, Hellbraun	Hell Blaugrün, Hellbraun, Hellgelb
58 3	Weiß, matt Violet, matt Braungelb	Weiß, Violet, grünl. Gelb
64 26	Weiß, matt Violet, matt Braun	Weiß, Violet, Gelb
70 6	Weiß, matt Grau, matt Braun	Weiß, matt Violet, matt Gelb

In einer undurchsichtigen Silberschicht (No. 94) auf einer planparallelen Glasplatte wurde ein Spalt von 18^{mm} Länge angebracht, dessen Ränder divergieren, (Fig. 21, Taf. II) und an einem Ende $0^{\text{mm}},2$ und am andern $2^{\text{mm}},2$ weit von einander abstanden.

Das Glas wurde mit Canadabalsam auf seiner unbelegten Seite an der Hypotenusenfläche eines rechtwinkligen Crown-glas-Prismas befestigt, und dann die Farbe beobachtet, die der geometrische Schatten verschiedener Stellen der Spaltmitte für verschiedene Einfallswinkel zeigte, je nachdem das einfallende weiße Licht \perp oder \parallel zur Einfallsebene polarisirt war.

Man erhält dadurch gleichsam die Färbung des geometrischen Schattens der Spaltmitte für verschieden breite Spalten.

LXXXVIII.

Spiegelglas. — Undurchsichtiges Silber (No. 94).

$$\mu = 1,518 \text{ (41° 10')}$$

$$a = 962^{\text{mm}}$$

$$2c = 0^{\text{mm}},2 \text{ bis } 2^{\text{mm}},2$$

J	≠	↓
25° 34'	Weiß, Braungelb, Gelbgrün, Braunroth, Braunroth, Violet, Blau	Weiß, Braungelb, bräunl. Grün, Braun, Violet-Blau, Hellblau
31 57	Weiß, Hellbraun, Gelb, Braunroth, Violet, Dunkelblau, Hellblau, Weiß	Weiß, Hellbraun, Grau
38 25	Weiß, Braun, Violet, Blau, Weiß	Braungelb, Braun, Dunkelblau, bisul. Weiß, Grüngelb, Rothbraun, Blau, Violet
41 3	Weiß, Gelb, Braun, Blau	Gelb, Hellblau, Weiß, Grüngelb
41 42	dito	Hellblau, Weiß, Braungelb, Blau
42 22	Weiß, Braungelb, Braun, Blau	Hellblau, Weiß, Gelb, Hellbraun, Violet
43 41	Weiß, Grüngelb, Braun, Blau	Hellblau, Weiß, Grüngelb, Blau
45	Weiß, Hellbraun, Hellblau	Hellblau, Weiß, Braungelb, Braun-Violet
49 37	dito	Weiß, grünl. Gelb, Blau
58 3	Weiß, Braungelb, Braun, Blau	Hellblau, Weiß, Braungelb
64 26	Weiß, Braungelb	Weiß, Braungelb

Beobachtungen an Spalten in Gold oder Platin, anstatt in Silber auf der Hypotenusenfläche eines Prismas geben ähnliche Resultate.

Da die Farbe sich unter sonst gleichen Verhältnissen mit dem Einfallswinkel ändert, so folgt hieraus wieder, wie aus der Aenderung der Lage der äußeren Beugungsfransen, daß der Phasenunterschied Δ der total und metallisch reflectirten Strahlen für verschiedene Einfallswinkel verschieden ist.

Die Farbe ändert sich ferner bei demselben Einfallswinkel mit der Breite des Spaltes und dem Abstände von der reflectirenden Fläche, wie die Farbe der inneren Beugungsfransen durchsichtiger Lamellen.

Die Aenderung und besonders der Charakter der Farben sind jedoch von denen der inneren Lamellenfransen und überhaupt dem Charakter der gewöhnlichen Interferenzfarben wesentlich verschieden, wie ich schon oben (§. 110) bemerkte. Die hier auftretenden Farben sind denen ähnlich, die das von dünnen Metallschichten total reflectirte Licht zeigt, wie auch eine Vergleichung der Tabellen LXXXVII und LXXXVIII mit den Tabellen XLV und XLVI §. 58 ergibt.

Der verschiedene Charakter dieser Farben ist meiner Meinung nach dadurch bedingt, daß der Phasenunterschied Δ für verschiedene Farben verschiedene Werthe hat, da verschieden farbiges Licht bei der totalen Reflexion, wie die Versuche des I. Abschnitts, besonders des §. 7, ergaben, verschieden tief in das dünnere Medium eindringt, wenn man sich die Tiefe in Längeneinheiten und nicht in Wellenlängen ausgedrückt denkt.

Die Versuche der Tabelle LXXX §. 111 bestätigen diese Ansicht.

118.

Für Einfallswinkel kleiner als der Gränzwinkel der totalen Reflexion überwiegt die Lichtintensität der metallisch reflectirten Strahlen so bedeutend, daß dann der Spalt im Metall sich nahezu wie ein undurchsichtiger Schirm verhält, und die in vorstehenden Tabellen aufgeführten Farben nur die des Grundes sind, auf dem die von Grimaldi entdeck-

ten inneren Fransen eines schattengebenden Körpers (§. 75) erscheinen.

Ich bemerke ferner, daß man statt Luft hinter der Hypotenusenfläche eines rechtwinkligen Prisma's auch andere schwächer brechende z. B. Wasser, Alkohol, Terpenthinöl anbringen kann. Es lassen sich dann ebenfalls äußere und innere Beugungsfransen beobachten, deren Lage und Farbe jedoch für denselben Einfallswinkel ganz andere sind, wenn sie sich auch in ähnlicher Weise, wie bei den bisher beschriebenen Versuchen mit dem Einfallswinkel ändern.

Messende Versuche habe ich jedoch bei anderen Medien als Luft nicht angestellt.

119.

Die in §. 107 beschriebenen Erscheinungen an Lamellen-Gittern lassen sich ebenfalls durch Interferenz von gewöhnlichen oder total reflectirten Strahlen mit metallisch reflectirten Strahlen wiederholen.

In eine undurchsichtige Silberschicht auf einer Crown-glasplatte wurde ein Gitter getheilt, so daß der Abstand zweier spaltförmigen Oeffnungen $\alpha = 0^{\text{mm}},2707$ war. Die von Silber befreiten Stellen waren nahe ebenso breit, wie die unversehrten mit Silber bedeckten Felder des Gitters. Die ganze Breite des Gitters war etwa 10^{mm} . Der unbelegte Theil der Glasplatte wurde an der Hypotenusenfläche eines rechtwinkligen Crown-glasprismas von sehr nahe demselben Brechungsexponenten mit Canadabalsam befestigt, und das Prisma in der §. 111 beschriebenen Weise auf dem Kreise $K_1 K_2$ (Fig. 4, Taf. II) aufgestellt. Die den leuchtenden Punkt erzeugende Linse des §. 111 war durch einen vertikalen Spalt von 2 bis 3^{mm} Breite ersetzt, der von hinten durch eine Gasflamme erleuchtet wurde. Die Theilung des Kreises stand auf 0° wenn die Strahlen senkrecht auf die erste Kathetenfläche AB des Prismas auffielen. Aus der Ablesung des Kreises konnte dann wie gewöhnlich (§. 4) der Einfallswinkel J für die mit dem Silbergitter belegte Hypotenusenfläche des Prismas berechnet werden. Die Beu-

gungsspectra des Silbergitters wurden durch ein Nicol'sches Prisma mit blofsem Auge betrachtet.

Im Folgenden ist die Intensität der Mitte des Gesichtsfeldes, des centralen oder gleichsam direct gesehenen Spaltbildes mit L_0 bezeichnet, die der benachbarten Theile des Gesichtsfeldes, der beiden Beugungsbilder des Spaltes rechts und links von der Mitte des Gesichtsfeldes mit L_γ . Das Zeichen \neq oder \perp über den Columnen bedeutet, dafs das Nicol'sche Prisma nur Strahlen \neq oder \perp zur Reflexions-Ebene polarisirt ins Auge gelangen liefs.

LXXXIX.

Spiegelglas — Silber-Gitter

$$\alpha = 0^{\text{m}},2707$$

$$\alpha_{\text{Luft}} = \alpha_{\text{Silber}}$$

$$[\mu = 1,515 (41^\circ 19')]]$$

J	\neq	\perp
20°	$L_0 > L_\gamma$	$L_0 > L_\gamma$
38 25'	$L_0 = L_\gamma$	dito
40 45	$L_0 < L_\gamma$	dito
43 20	$L_0 = L_\gamma$	dito
43 38	$L_0 > L_\gamma$	$L_0 = L_\gamma$
45	dito	$L_0 < L_\gamma$
50	dito	$L_0 = 0$
60	dito	$L_0 < L_\gamma$
65	dito	$L_0 = L_\gamma$
70	$L_0 > L_\gamma$	$L_0 > L_\gamma$

Für \neq der Einfallsebene polarisirtes Licht ist für kleine Einfallswinkel $L_0 > L_\gamma$. Mit wachsendem Einfallswinkel nimmt L_0 ab, wird bei einem Einfallswinkel in der Nähe des Gränzwinkels der totalen Reflexion kleiner als L_γ , ohne jedoch ganz zu verschwinden, und nimmt dann allmählig wieder zu, um sehr bald gleich und nachher wieder gröfser als L_γ zu werden.

Für \perp zur Einfallsebene polarisirtes Licht ist bei kleinen Einfallswinkeln L_0 gröfser als L_γ ; beim Beginn der totalen Reflexion sind die Seitenbilder des Spaltes sehr schwach erleuchtet, das Beugungsbild also matt und schmal. Bei weiterem Zunehmen der Einfallswinkel nimmt L_0 allmählig ab, wird kurz nachdem die totale Reflexion begonnen hat $= L_\gamma$, und verschwindet für $J = 50^\circ$ fast ganz, um dann allmählig wieder zuzunehmen. Bei einem Einfallswinkel von etwa 65° ist $L_0 = L_\gamma$, später L_0 gröfser als L_γ . Der Unterschied der Lichtstärke des centralen und der seitlichen Bilder des Spaltes ist jedoch bei diesen grofsen Einfallswinkeln für Licht \mp der Einfallsebene polarisirt gröfser, als für Licht \perp zur Einfallsebene polarisirt.

Der erleuchtete Spalt kann auch durch eine gewöhnliche Lichtflamme ersetzt werden.

Bei Anwendung von weifsem Licht verschwindet das centrale Bild für \perp zur Einfallsebene polarisirtes Licht nicht vollkommen, sondern ist blau gefärbt, ähnlich wie ein Lamellengitter (§. 207) bei einer $\mathcal{A} = \pi$ entsprechenden Dicke ein blaues centrales Bild des Spaltes zeigte. Beim Vergröfsern oder Verkleinern des Einfallswinkels ändert sich aber die Farbe des centralen Spaltbildes nicht so, wie die Farbe des durch ein Lamellengitter beobachteten Spaltes, wenn man die Dicke der Lamelle oder \mathcal{A} abnehmen oder zunehmen läfst. Das letztere erklärt sich dadurch, dafs der Phasenunterschied \mathcal{A} der total und metallisch reflectirten Strahlen sich nicht in ähnlicher Weise wie bei einem Lamellengitter ändert und nicht bei demselben Einfallswinkel für alle Farben derselbe ist.

Sind die Breite der silberbedeckten Felder und der spaltförmigen Oeffnungen bedeutend verschieden, so ist die Intensität des centralen Bildes nur ein Minimum für $J = 50^\circ$.

Benutzt man Silbergitter auf der Hypotenusenfläche von rechtwinkligen Prismen, deren spaltförmige Oeffnungen sehr nahe an einander stehen, und beleuchtet dieselben durch einen schmalen Spalt und Sonnenlicht, so lassen sich in den

von den Maximis zweiter Klasse gebildeten Spectren Fraunhofer'sche Linien wahrnehmen.

Die Erscheinung findet ihre volle Erklärung durch die früher beschriebenen Versuche an Lamellengittern und die dort gegebene Theorie derselben, sobald man annimmt, daß die total und metallisch reflectirten Strahlen von nahe gleicher Intensität einen Phasenunterschied haben, der je nach dem Einfallswinkel und der Lage der Polarisationssebene verschieden ist. Für \perp der Einfallsebene polarisirtes Licht beträgt dieser Phasenunterschied in der Nähe des Gränzwinkels der totalen Reflexion π und nimmt mit wachsendem Einfallswinkel allmählig zu. Für \parallel zur Einfallsebene polarisirtes Licht beträgt der Phasenunterschied beim Beginn der totalen Reflexion nahezu 2π , und nimmt dann ab bis $i = 50^\circ$, wo er π ist, um dann von Neuem wieder weiter abzunehmen.

Diese Werthe des Phasenunterschiedes Δ stimmen mit den §. 112 aus der Lage des 1sten Minimums der äußeren Beugungsfransen in der Nähe des geometrischen Schattens der Metallgränze abgeleiteten vollkommen überein. Natürlich bleibt hier wie dort der Werth von Δ um eine additive Constante $\pm 2m\pi$ unbestimmt.

Theilt man das Gitter in eine keilförmige Silberschicht auf der Hypotenusenfläche eines Prismas, so scheint das Minimum der Lichtintensität des centralen Bildes für verschiedene Silberdicken bei verschiedenen Einfallswinkeln aufzutreten, d. h. der Phasenunterschied der total und metallisch reflectirten Strahlen hängt von der Dicke der Metallschicht ab.

120.

Ich habe Beobachtungen ähnlicher Art auch an Gold-Gittern angestellt.

Ein auf Wasser schwimmendes Stück Goldblatt wurde mit einem Planglas abgehoben, und nach dem Verdampfen des Wassers ein Gitter in dasselbe getheilt, dessen spaltförmige Oeffnungen $0^{\text{mm}},2707$ von einander abstanden. Die Breite derselben war etwa $\frac{1}{5}$ der Breite der vom Gold be-

deckten Felder, das Planglas wurde auf der unbelegten Seite mit Canadabalsam an der Hypotenusenfläche eines rechtwinkligen Crownglas-Prismas befestigt, und dann ähnliche Beobachtungen wie an dem Silber-Gitter des vorigen §. angestellt. Die breiten goldbedeckten Felder mochten wohl ebensoviel Licht, wie die schmalen spaltförmigen Oeffnungen reflectiren.

XC.

Spiegelglas — Gold.

$$\alpha = 0^{\text{mm}},2707 \quad a_{\text{Gold}} = 5 a_{\text{Luft}}$$

$$[\mu = 1,515 (41^\circ 19')]]$$

J	\neq	\perp
20°	$L_0 > L_y$	$L_0 > L_y$
41 10'	"	$L_0 = L_y$
45	"	$L_0 < L_y$
49	"	$L_0 = 0$
65 30'	"	$L_0 = L_y$

Würde die Goldbelegung mehr Licht reflectirt haben, so würde das centrale Bild für Licht \perp zur Einfallsebene polarisirt nicht verschwunden seyn bei $J = 49^\circ$, sondern nur ein Minimum erreicht haben.

Ein Goldgitter, dessen Oeffnungen um $\alpha = 0^{\text{mm}},048$ von einander abstanden, und dessen metallbelegte Felder halb so breit, wie die dazwischen liegenden spaltförmigen Oeffnungen waren, zeigte bei \perp zur Einfallsebene polarisirtem Lichte nur ein Minimum der Lichtintensität für Einfallswinkel, die wenig von 50° verschieden waren.

Die Erscheinungen an Goldgittern sind also ganz analog denjenigen an Silber-Gittern.

121.

Der besondere Charakter der durch Interferenz von total und metallisch reflectirten Strahlen hervorgerufenen

Farben gestattet nun nicht darüber zu entscheiden, ob die ersteren gegen die letzteren verzögert sind oder umgekehrt.

Nach den Versuchen des §. 101 war das erste äußere Minimum auf der Seite des verzögerten interferirenden Strahlenbündels braun, auf der Seite des beschleunigten interferirenden Strahlenbündels blau gefärbt.

Betrachtet man das erste Minimum des geometrischen Randschattens einer Metallbelegung auf der Hypotenusenfläche eines Crownglasprismas, wenn der unbelegte Theil das von einem leuchtenden Punkt auffallende weiße Licht total reflectirt, so erscheint für alle Einfallswinkel dies Minimum auf der Seite der metallisch reflectirten Strahlen braun, auf der Seite der total reflectirten Strahlen blau gesäumt. Wäre die Farbenvertheilung dieselbe, wie bei den Beugungserscheinungen durchsichtiger Lamellen des §. 101, so würden die metallisch reflectirten Strahlen gegen die total reflectirten verzögert seyn. Da die Farbenvertheilung aber eine ganz andere ist, so lassen sich die dort gemachten Schlussfolgerungen nicht direct auf die hier beschriebenen Erscheinungen übertragen.

Berlin, im August 1867.

(Fortsetzung folgt.)

V. *Influenz einer nichtleitenden Platte auf sich selbst; von P. Riefs.*

(Aus d. Monatsberichten d. Akad. Juli 1867.)

Der bekannte Ausspruch: die wahren ächten Wunder können uns alltäglich werden, findet auch bei der elektrischen Influenz seine Bestätigung. Es ist seit lange bekannt, daß ein elektrisirter Körper einen neutralen Körper in seiner Nähe elektrisch macht, ohne von seiner elektrischen Kraft etwas einzubüßen, daß er einen zweiten, dritten, hundertsten Körper gleichmäßig zu elektrisiren vermag, der in die

Lage des ersten gebracht worden. Der Schild am Elektrophore einer Zündmaschine liefert täglich viele Funken ein halbes Jahr hindurch, nachdem sein Kuchen gerieben worden, und würde es für alle Zeiten thun, wenn nicht der Kuchen nebenbei, unabhängig von seiner Bestimmung, Elektrizität verlore. Dies alte achte Wunder ist aber alltäglich geworden, und es scheint, man wolle neuerdings ein Wunder darin finden, daß die Summe der vom Elektrophore erhaltenen Funken eine bei Weitem größere Elektrizitätsmenge darstellt, als der Kuchen durch Reibung erhalten hat, was ja nur ein anderer Ausdruck der ersten Erfahrung ist. Høltz hat vor Kurzem¹⁾ einen Versuch angegeben, der dem alltäglichen Versuche analog, nur verwickelter ist. Ein elektrisirter Körper und daneben ein abgeleiteter Metallkamm werden einer nichtleitenden Fläche entlang geführt, wodurch ein Theil dieser Fläche elektrisch wird, ungleichnamig elektrisch dem vorbeigeführten Körper. — Man denke sich Körper und Kamm ruhend über einer Stelle der isolirenden Fläche. Der Körper ertheilt dem Kamme durch Influenz Elektrizität in geringerer Menge, als er selbst besitzt. Nach den Gesetzen der elektrischen Anordnung erhält die ungleichnamige Elektrizität in den Spitzen des Kammes eine so hohe Dichtigkeit, daß sie auf die Luft und von dieser auf die Fläche übergeht, dort aber, der isolirenden Eigenschaft der Fläche wegen, nur einen schmalen Streifen bedeckt. Bei scharfen Spitzen und geringer Entfernung derselben von Fläche und elektrischen Körper wird die elektrische Dichtigkeit dieses Streifens größer seyn, als die mittlere elektrische Dichtigkeit des Körpers. Wird der Versuch an andern entfernten Stellen der isolirenden Fläche wiederholt, so erhält man mehre solche elektrisch dichte Streifen und kann, entsprechend dem Versuche an dem Elektrophore, auf der Fläche eine größere und dichtere Elektrizitätsmenge anhäufen, als der ursprünglich elektrisirte Körper besitzt. Verwickelt wird der Versuch, wenn Kamm und Körper der Fläche entlang geführt werden, weil der

1) Pogg. Ann. Bd. 120, S. 129.

Körper dann durch Influenz von dem ursprünglich elektrischen Körper die eine Elektrizitätsart, und durch Influenz von der bereits elektrisirten Fläche die entgegengesetzte erhält. Die Menge der auf der ganzen Fläche angehäuften Elektrizität ist darum verschieden, je nach der Anordnung des Versuchs, der Entfernung des elektrischen Körpers vom Kamme, der Stärke seiner Elektrisirung und der Entfernung des Kammes von der Fläche. Die seitliche Stellung des Körpers gegen den Kamm ist nicht die günstigste; besser ist es, den Körper dem Kamme gegenüber zu stellen, so daß er von der durch die Spitzen gelegten Ebene getroffen wird. In diesem Falle muß die isolirende Fläche sich zwischen Kamm und Körper befinden und der Versuch ist nur eine wiederholte Ausführung des bei der Doppel-Influenz benutzten Verfahrens. (Diese Annal. Bd. 131, S. 221.) — Noch verwickelter ist der zweite von Holtz angegebene Versuch, bei welchem der elektrische Körper fortgelassen, die nichtleitende Fläche elektrisirt und der Metallkamm ihr entlang geführt wird, worauf ein Theil der Fläche entgegengesetzt elektrisch zurückbleibt. Hier wird die Wirkung der Spitzen am Kamme nicht allein durch die Influenz der bereits entgegengesetzt elektrischen Stellen der Fläche geschwächt, sondern auch dadurch, daß die Elektrizitätsmenge des ursprünglich elektrischen Körpers (der Fläche) im Verlaufe des Versuchs fortwährend abnimmt. Der Versuch verlangt daher die Anwendung einer großen Fläche und einer starken Elektrisirung, und auch dann wird nur ein kleiner, und zwar der dem Kamme zuerst ausgesetzte Theil der Fläche entgegengesetzt elektrisch werden.

Ich habe diese Versuche zur Einleitung meiner Mittheilung gewählt, weil sie Veranlassung gegeben haben, von einem Principe der Seitenanziehung zu sprechen, eine Bezeichnung, die selbst in der Ueberschrift des zuerst angezogenen Aufsatzes gebraucht wird und leicht die falsche Vorstellung wecken kann, als ob jede besondere Stellung des elektrisirten Körpers gegen den von ihm erregten Körper eine besondere Art von Influenz bedinge. Es ist hiermit ein neues

Beispiel gegeben, wie leicht der auffallende Erfolg eines Influenzversuchs zu unbegründeten Vorstellungen Anlaß giebt. Die Versuche mit der elektrischen Influenz sind einer großen Abänderung fähig und werden leicht so verwickelt, daß sich ihr Erfolg nicht vorher bestimmen läßt. Der Rechnung sind nur wenige der einfachsten Versuche zugänglich und zwar nur solche, welche die Influenz auf vollkommene Leiter benutzen; die Versuche mit der Influenz auf Nichtleiter entziehen sich jeder Berechnung, oft selbst der ungefähren Veranschlagung. Es wäre die Häufung und Untersuchung solcher verwickelten Influenzversuche (zu welchen die im Folgenden mitgetheilten gehören) zu vermeiden, wenn nicht, wie ich schon anderswo bemerkt habe, ein näheres Eingehen auf dieselben irrige Deutungen abschneide, die sonst lange Zeit zu großem Nachtheile für die Wissenschaft fortbestehen können. Ich erinnere an die Vorstellung von gebundener Elektricität, von einer bis zu einer bestimmten Entfernung wirkenden Elektricität, vom specifischen Inductionsvermögen der Isolatoren.

Die elektrische Untersuchung eines nichtleitenden Körpers wird häufig dadurch schwierig, daß nicht, wie bei einem leitenden Körper, auf seiner Oberfläche nur Eine Elektricitätsart oder zwei Arten gleichen Ursprungs, sondern zwei Arten verschiedenen Ursprungs vorhanden sind. Während die eine Elektricitätsart dem Isolator durch Mittheilung oder sonst wie gegeben worden, ist die andre durch Influenz entstanden, indem ein Stück des Isolators den erregenden, ein andres den erregten Körper bildete. Ich will dies kurz die *Influenz des Isolators auf sich selbst* nennen, worunter hier die *Influenz des elektrisirten Theils des Isolators auf einen neutralen Theil desselben* zu verstehen ist. Diese Influenz auf sich selbst wird besonders störend bei Nichtleitern geringer Größe und schwacher Elektrisirung; ich habe sie zur Sprache gebracht bei den pyroelektrischen Krystallen (Elektricitätslehre 2, 469), wo sie zu der Erregung durch Wärme hinzukommt und niemals außer Acht zu lassen ist.

Aber auch bei größern Versuchen ist diese Erscheinung häufig störend: es läßt sich mit einem Pulvergemenge keine einfach gefärbte Staubfigur erzeugen, ohne daß dabei anders gefärbte Stellen auftreten, man findet neben einer geriebenen Stelle einer isolirenden Fläche Elektrizität, die mit der durch die Reibung erzeugten ungleichnamig ist.

Die ersten Erfahrungen dieser Art rühren von Aepinus her. Außer dem in dem *tentamen theoriae electricitatis* beschriebenen, sehr bekannt gewordenen Versuche, in welchem das Ende einer Glasröhre gerieben und an dem übrigen Theile der Röhre beide Elektrizitäten nachgewiesen wurden, hat er noch andre bemerkenswerthe Versuche angestellt¹⁾. Die eine Fläche eines biconvexen Glasstückes wurde mit Tuch gerieben, während die andre mit dem Finger bedeckt war; die geriebene Fläche wurde positiv, die andre negativ elektrisch. Derselbe Versuch mit Platten aus Bernstein, Schwefel, Siegellack angestellt, lieferte die geriebene Fläche negativ, die mit dem Finger bedeckte positiv. Eine Fläche des erwähnten Glasstücks wurde matt geschliffen, die Reibung mit Tuch machte sie negativ, die vom Finger bedeckte blanke Fläche positiv elektrisch. In diesen Beispielen ist die durch Influenz des Isolators auf sich selbst erregte *ungleichnamige* Elektrizität nachgewiesen worden. Die *gleichnamige* Influenzelektrizität erhielt Aepinus, als er die Platten aus Bernstein, Schwefel, Siegellack an einem isolirenden Stiele befestigte und eine ihrer Flächen durch Reiben elektrisirte. Die entgegenliegende Fläche erhielt dann Elektrizität von derselben Art, wie die geriebene. Als die blanke Fläche des zur Hälfte matt geschliffenen Glasstücks mit Tuch gerieben wurde, erschienen beide Flächen positiv, und beide negativ, als die matte Fläche gerieben war.

Um die Theorie des Elektrophors zu erläutern (Elektricitätslehre I, 295), habe ich eine große Schellackscheibe, als sie frei und dann als sie auf einer Metallplatte lag, mit Pelzwerk gerieben, und es wurde mir leicht, im ersten Falle die durch Influenz erregte negative, im zweiten die positive

1) *Recueil d. diff. mém. s. l. tourmentine. Petersb. 1762, p. 52 suis.*

Elektricität nachzuweisen. Als ich vor einiger Zeit den Versuch wiederholte mit einer alten Schellackscheibe von 7 Zoll Durchmesser und (im Mittel) $3\frac{1}{2}$ Linien Dicke, gelang er nicht. Beide Flächen der Scheibe, mochte sie frei oder auf Metall liegend, gerieben seyn, erschienen negativ. Die Untersuchung einer isolirenden Scheibe wurde hier und überall in der Folge so ausgeführt, daß ich die Scheibe mit einer Fläche auf eine ebene, vollkommen abgeleitete Kupferscheibe legte, auf ihre freie Fläche eine Prüfungsscheibe setzte, diese momentan berührte und dann an ein Säulenelektroskop brachte. Die Prüfungsscheibe bestand aus dünnem Kupferblech, hatte $14\frac{1}{2}$ Linien Durchmesser und war an einem mit Schellack überzogenen Glasstabe befestigt, der an einer mit Stanniol bekleideten Korkplatte gehalten wurde. Auch eine Scheibe aus Hartkautschuk, fast 1 Fuß breit, $\frac{1}{12}$ Linie dick, die vor Jahren bei der Influenz auf sich selbst die ungleichnamige Elektricität sicher gezeigt hatte, that dies nicht mehr; auf Metall liegend mit Pelz gerieben, erhielt sie ihre beiden Flächen stark negativ elektrisch. Obgleich die Oberflächen dieser Scheibe, wie die der Schellackscheibe, vollkommen gut isolirten, vermuthete ich eine mit der Zeit eingetretene Aenderung der Flächen. Diese wurde an der Schellackscheibe direkt nachgewiesen; da sie mit Tuch gerieben, *positiv* elektrisch wurde, ein anomales Verhalten, das sich bei Schellack usw. nicht selten findet. Beide Scheiben wurden sorgfältig mit Alkohol gewaschen und getrocknet, wonach die Schellackscheibe gegen Tuch gerieben, wie sie soll, negativ elektrisch wurde. Jetzt konnte die durch Influenz erregte ungleichnamige Elektricität an der Kautschukscheibe sogleich nachgewiesen werden, an der Schellackscheibe erst, nachdem sie nach dem Reiben 5 Minuten auf der Metallplatte gelegen hatte.

Nach vier Monaten wurde der Versuch mit der Schellackscheibe wiederholt, die wiederum mit Alkohol gewaschen war. Sie wurde auf die Kupferscheibe gelegt, mit Pelzwerk gerieben und umgekehrt; die nicht geriebene Fläche war negativ elektrisch, wie die geriebene; nachdem sie aber

10 Minuten auf dem Kupfer gelegen hatte und umgekehrt war, erschien die nicht geriebene Fläche positiv und blieb so. Wurde die Schellackscheibe, als sie auf der Kupferscheibe lag, so stark mit Pelz gepeitscht, daß eine 3 Zoll breite Messingscheibe, darauf gesetzt, berührt und abgehoben einen Funken gab, so war nach Umkehrung der Scheibe die nicht geriebene Fläche sogleich positiv. Eine blanke $1\frac{1}{2}$ Linie dicke Platte aus Hartkautschuk (6×5 Zoll) zeigte die durch Influenz auf sich selbst erregte ungleichnamige Elektrizität sehr schwach oder gar nicht. Eine ihrer Flächen wurde mit Sandpapier matt gerieben, wonach sie, wie die Prüfung zeigte, noch vollkommen isolierend war. Die Platte wurde mit ihrer matten Fläche auf die Kupferscheibe gelegt, ihre blanke Fläche mit Pelz gerieben und die Platte umgekehrt; die matte Fläche mit der Prüfungsscheibe untersucht, zeigte sich überall positiv. Hatte hingegen die Platte auf ihrer blanken Fläche gelegen und war ihre matte Fläche gerieben, die dadurch, wie früher die blanke, negativ elektrisch wurde, so zeigte sich die blanke Fläche an einigen Stellen positiv, an andern negativ. Die Kupferscheibe wurde mit einem Stanniolblatte bedeckt, die Kautschukplatte mit ihrer matten Fläche darauf gelegt und ihre blanke Fläche mit Pelz so stark gerieben, daß die aufgesetzte Messingscheibe, berührt und aufgehoben, einen Funken gab. Die Platte wurde umgekehrt und die auf die matte Fläche gesetzte Messingscheibe gab zwei Stunden lang (länger wurde sie nicht untersucht) Funken von negativer Elektrizität. Die matte Fläche war also durch Influenz der *negativ* elektrischen Platte auf sich selbst, *positiv* elektrisch geworden. — Eine $5\frac{1}{8}$ Linien dicke Paraffinscheibe auf Kupfer liegend mit Pelz gerieben, wurde negativ; 6 Minuten nach der Reibung wurde sie umgekehrt, die nicht geriebene Fläche war gleichfalls negativ. Es konnte an dieser Scheibe also nur die durch Influenz auf sich selbst erregte *gleichnamige* Elektrizität nachgewiesen werden. — An $2\frac{1}{2}$ Linien dicken Schwefelscheiben trat auch die ungleichnamige Elektrizität auf, aber nicht sicher. An einer Scheibe gelang der Versuch

nicht, an einer andern nur wenn ihre glatte Fläche gerieben war, ihre durch Krystallisation rauhe Fläche auf der Kupferscheibe auflag. — Am sichersten, nie fehlend, gelang es, die ungleichnamige Elektrizität aufzuzeigen an zwei kleinen $\frac{7}{8}$ Linie dicken Platten von vollkommen isolirendem Glase (leider jetzt eine Seltenheit). An einer solchen, auf der Kupferscheibe liegenden, Glasplatte wurde die mit einem, mit Kienmayer'schen Amalgam bekleideten Lederballen geriebene Fläche stark positiv, die nicht geriebene Fläche stark negativ elektrisch, wenn auch die Platte gleich nach dem Reiben umgekehrt worden war. — Ich habe diese Versuche zu verschiedenen Zeiten wiederholt und gefunden, daß die auf der Platte erregte ungleichnamige Elektrizität leichter bei feuchter Luft nachzuweisen war, als bei trockner. Bei letzter mußte die Platte stärker gerieben, nach dem Reiben eine längere Zeit gewartet werden.

Die durch Influenz auf sich selbst erregte *gleichnamige* Elektrizität ist zu jeder Zeit mit größter Leichtigkeit aufzuzeigen. Die öfter erwähnte Schellackscheibe wurde an einem Gestelle frei befestigt und eine ihrer Flächen mit Pelzwerk gerieben. Ein Goldblattelektroskop lud sich an der nicht geriebenen Fläche zu bedeutender Divergenz mit negativer, also derselben Elektrizität, die an der gegenüberliegenden Schellackfläche durch Reiben erregt war. Von dem Knopfe des Elektroskops ging ein Kupferdraht aus, der an seinem Ende zu einem vertikal stehenden Ringe von 3 Linien Durchmesser gebogen war, und dieser Ring wurde an verschiedene Stellen der untersuchten Fläche angelegt, oder besser mit gleitender Berührung der Fläche entlang geführt. Daß die Reibung des Kupferinges gegen den Schellack das Resultat nicht wesentlich änderte, ging schon aus der bedeutenden Divergenz des Elektroskops hervor und wird durch die folgenden Beispiele evident. Die Hartkautschukplatte mit blanker und matter Fläche wurde frei aufgestellt. Der Kupfering über die unelektrische matte Fläche geführt, lud das Elektroskop zu einer Divergenz von wenigen Graden mit positiver Elektrizität. Als die blanke Fläche mit Pelzwerk gerieben war, lud der über die matte Fläche

gleitende Ring das Elektroskop mit negativen Elektrizität. Eine Glasplatte war mit Amalgam gerieben, von der nicht geriebenen Fläche wurde das Elektroskop positiv elektrisch. Die Reibung des Kupferringes gegen das unelektrische Glas lud das Elektroskop mit negativer Elektrizität. — Am stärksten, häufig bis zum Maximum erhält man die Ladung des Elektroskops, wenn man in den angeführten Versuchen den Kupferling an die untersuchte Fläche anlegt und diese anhaucht, weil alsdann die Elektrizität der ganzen angehauchten Stelle auf das Instrument übergeht. Doch kann dies Verfahren allein nicht zur Feststellung des Grundversuchs dienen, weil es auch eine andere Deutung zulässt.

Aepinus hat von einem hierhergehörigen Versuche folgende Erklärung gegeben ¹⁾. Wenn man eine Fläche eines Turmalins reibt, so wird daselbst die Elektrizität über ihre natürliche Menge vermehrt (d. h. die Fläche wird positiv elektrisch.) Diese Elektrizität dringt, weil sie sich in der Masse des Turmalins schwer bewegt, darin nur bis zu einer gewissen Tiefe ein, treibt aber die in der ganzen übrigen Masse enthaltene Elektrizität gegen die gegenüber stehende Fläche, aus welcher sie in einen angelegten Leiter ausfließt, bis die zweite Fläche negativ elektrisch geworden. Fehlt der ableitende Körper an der zweiten Fläche, so häuft sich die Elektrizität auf ihr an, bis sie positiv elektrisch geworden. In der dualistischen Theorie ausgedrückt: Die geriebene Fläche erregt die ganze Masse des Turmalins durch Influenz und giebt dadurch der entgegenstehenden Fläche die gleichnamige Elektrizität und, wenn diese fortgeschafft wird, die ungleichnamige. —

Es ist nicht wohl einzusehen, weshalb die durch Reibung erregte Elektrizität nur bis zu einer geringen Tiefe in die nichtleitende Masse eindringen und die eigene Elektrizität der Masse durch ihre ganze Dicke augenblicklich hindurchströmen sollte. Abgesehen davon, daß man folgerichtig zwischen der durch Reibung und der durch Influenz erregten Elektrizität keinen wesentlichen Unterschied annehmen kann,

1) *Memoirs* t. I: *tourmaline*. p. 50, 55.

so ist die gehinderte Bewegung der Influenzelektricität (der eigenen Elektricität der Masse nach Aepinus) in dem Nichtleitern eine Thatsache, von der sogleich und weiter unten Beispiele vorkommen. Wir können deshalb bei der Influenz einer nicht leitenden Platte auf sich selbst, zur Ableitung der Versuche, als erregte Masse nur eine Schicht der Platte betrachten, die einerseits von der nicht geriebenen Oberfläche der Platte begrenzt und so dünn ist, daß die Elektricität leicht durch ihre Dicke geht. Somit ist die Influenz auf sich selbst anzusehen als die Influenz einer elektrisirten Platte auf eine sehr dünne nichtleitende Platte, die in einiger Entfernung ihr parallel aufgestellt ist. Obgleich diese Platte augenblicklich durch Influenz beide Elektricitätsarten erhält, die in der Richtung der Plattendicke von einander geschieden werden, so kann die erregte gleichnamige Elektricität nur langsam von ihr entfernt werden. Die Berührung eines Punktes der nicht geriebenen Fläche entladet nur eine kleine Stelle, und diese wird erst nach einiger Zeit wieder elektrisch. Zur Entladung der gleichnamigen Elektricität der Fläche ist also die Berührung vieler Punkte, oder eine längere Dauer der Berührung weniger Punkte nöthig. In den beigebrachten Versuchen mußten die nicht ganz ebenen Platten von Schellack und Schwefel auf der ebenen Kupferscheibe länger liegen, als die ebenen Glasplatten, um die ungleichnamige Elektricität zu zeigen. Aber außer der ebenen Form ist die Beschaffenheit der Oberfläche sowol der geriebenen Platte wie ihrer Unterlage von großem Einflusse auf die Entladung der gleichnamigen Elektricität. Die biegsame Platte aus Hartkautschuk, die beim Reiben fest an die darunter liegende Kupferscheibe gedrückt wurde, zeigte die ungleichnamige Elektricität viel besser, wenn ihre matte, als wenn ihre blanke Fläche das Kupfer berührte. Die Glasplatten zeigten die ungleichnamige Elektricität mit solcher Sicherheit, weil die Beschaffenheit ihrer Oberfläche den Uebergang der gleichnamigen Elektricität zur Kupferplatte leicht machte. Neuere Glasplatten dem Ansehen nach den alten gleich, aber weniger gut iso-

lirend, ließen die ungleichnamige Elektrizität selten zum Vorschein kommen, wenn sie, auf der blanken Kupferscheibe liegend, gerieben wurden, thaten es aber sicher, wenn zuvor ein Leinentuch über die Kupferscheibe gebreitet war. Ebenso gaben die blanken Platten aus Hartkautschuk die ungleichnamige Elektrizität leicht auf der bedeckten Kupferscheibe, und die Paraffinscheibe, welche wie oben erwähnt ist, auf der nackten Kupferscheibe liegend gerieben, nur die gleichnamige Influenz Elektrizität gezeigt hatte, gab auf der bedeckten auch die ungleichnamige.

Die auf einer Platte durch Influenz auf sich selbst hervorgerufene ungleichnamige Elektrizität befindet sich nicht auf der Oberfläche, sondern in geringer Tiefe darunter und wird, wenn die gleichnamige Elektrizität abgeleitet ist, durch die Elektrizität der geriebenen Fläche festgehalten und hält diese fest. Beide Elektrizitäten sind zwar durch abwechselndes Bestreichen beider Flächen mit einer Flamme leicht bedeutend zu schwächen, aber nicht bis auf die letzte Spur fortzuschaffen. Die Schellackscheibe wurde, nachdem sie zu dem oben angeführten Versuche gedient hatte, mit einer Spiritusflamme auf beiden Flächen bestrichen und untersucht, dann wieder bestrichen und untersucht und dies öfter wiederholt; aber noch nach $\frac{1}{2}$ Stunden wurde mit der Prüfungsscheibe die zu Anfange geriebene Fläche negativ gefunden, die nicht geriebene positiv. — Eine Glasplatte nach dem Versuche lange mit einer Flamme bestrichen, so daß sie am Säulenelektroskop nur eine geringe Bewegung des Goldblattes hervorbrachte, hatte, wie die Probescheibe nachwies, die früher geriebene Fläche positiv, die andere negativ elektrisch. — Eine Glasplatte wurde nach dem Versuche auf beiden Flächen mit zerstäubtem Wasser bedeckt, leicht abgewischt und lange über einer Gasflamme getrocknet. Dennoch war mit der Prüfungsscheibe noch nach 3 Stunden die geriebene Fläche auf das Bestimmteste von der nicht geriebenen zu unterscheiden; die erste war positiv, die zweite negativ elektrisch. — Die halbmatte Kautschukplatte war nach einem Versuche erst wieder fast unelektrisch zu er-

halten, als sie $\frac{1}{2}$ Stunde vertikal über einer breiten Flamme aufgestellt und so ihre beiden Flächen von dem aufsteigenden Gasstrome bespült worden. — Natürlich sind hier feine Prüfungen mit Hilfe eines Mikroskops am Säulenelektroskop zu verstehn. Bei größerer Prüfung, wie sie zu den meisten Versuchen genügt, reicht schon eine kurze Zeit dauernde Behandlung einer Platte mit der Flamme hin, die Platte scheinbar unelektrisch zu weiteren Versuchen brauchbar zu erhalten: — Von dem in diesen Versuchen deutlichen, gegenseitigen Festhalten der beiden elektrischen Schichten rührt es her, daß solche Platten, welche die ungleichnamige Influenz Elektrizität schwer zeigen, dies längere Zeit hindurch leicht thun, nachdem sie es einmal gethan haben. Man hat nur darauf zu sehn, daß stets dieselbe Fläche der Platte gerieben wird.

In den bisher aufgeführten Versuchen ist eine Fläche einer isolirenden Platte gerieben worden, während die andere auf einer leitenden Unterlage lag, und danach die ungleichnamige Elektrizität der aufliegenden Fläche nachgewiesen worden. Dies ist die leichteste und sicherste Art, den Versuch anzustellen. Aber er gelingt häufig auch dann, wenn die leitende Unterlage erst nach der Elektrisirung angebracht wird. — Eine Glasplatte wurde, frei gehalten, auf einer Fläche mit Amalgam gerieben und mit dieser Fläche auf die Kupferscheibe gelegt. Die nicht geriebene Fläche erschien schwach positiv elektrisch. Als aber die Platte umgekehrt und die positive Elektrizität der geriebenen Fläche constatirt war, wurde bei abermaliger Umkehrung der Platte die andere Fläche negativ gefunden. Bei einem andern Versuche mußte die nicht geriebene Fläche mehre Minuten auf dem Kupfer liegen, ehe sie negativ erschien. Eine Kautschukplatte wurde auf einer Fläche mit Pelz gerieben, dann mit der andern Fläche auf die Kupferscheibe gelegt und 2 Minuten darauf gelassen, die nicht geriebene Fläche war stark positiv geworden. Eine Glasfläche wurde mit Amalgam gerieben und auf die Kupferscheibe gelegt; noch nach 9 Minuten war die nicht geriebene Glasfläche positiv; als aber

dieselbe danach 1 Minute auf dem Kupfer gelegen hatte, stark negativ elektrisch. — Eine einseitig geriebene Glasplatte wurde 5 Minuten lang frei aufgestellt, dann mit der geriebenen Fläche auf die Kupferscheibe gelegt; die nicht geriebene Fläche war negativ elektrisch. Hier war keine Ableitung an der nicht geriebenen Fläche angebracht, aber durch Zerstreung der Elektrizität in die Luft ersetzt worden.

Diese Versuche, theoretisch nicht weiter merkwürdig, sind praktisch von großer Wichtigkeit, weil sie die äußerste Vorsicht bei Untersuchung des elektrischen Zustandes isolirender Körper zur Nothwendigkeit machen. Es ist häufig zur Bestimmung der Elektrizitätsart nicht gleichgültig, welche von zwei isolirenden Flächen eines Körpers, mögen sie einander parallel seyn oder nicht, zuerst untersucht wird. Die häufig einander widersprechenden Erfolge, die bei Untersuchung nicht leitender Körper, besonders schwach elektrischer, wie einiger pyroelektrischen Krystalle, gefunden werden, sind hierdurch erklärlich.

Im Vorhergehenden ist überall angenommen worden, daß die durch Influenz erregte ungleichnamig elektrische Schicht dadurch zum Vorschein gekommen, daß die Kupferscheibe die gleichnamige Schicht aufnahm. Es könnte indefs nach meinen frühern Versuchen über gleichzeitige Influenz auf Leiter und Nichtleiter einen Augenblick gemuthmaßt werden, daß die in der Kupferscheibe erregte Elektrizität auf die isolirende Platte übergegangen und dort beobachtet worden sey. Unzweifelhaft wird von der elektrisirten Fläche der Platte die Kupferscheibe und zwar, weil diese abgeleitet ist, sehr kräftig influencirt. Diefs Bedenken läßt sich von vorn herein in einfacher bündiger Weise beseitigen. Auf der frei stehenden Platte ist die *gleichnamige* Influenzelektrizität sicher nachgewiesen worden, damit aber ist das Vorhandenseyn der *ungleichnamigen* Influenzelektrizität in der Platte unwiderleglich bewiesen. Dennoch halte ich es für nützlich, hierüber einige Versuche mitzuthemen. Zwei $\frac{17}{24}$ Linie dicke Platte aus Hartkautschuk wurden aufeinander und zusammen auf die Kupferscheibe gelegt. Die obere

Kautschukfläche wurde unter Druck mit Pelz gerieben, die Platten auseinander genommen und einzeln untersucht. Die nach zwei Minuten *zuerst* geprüfte untere Fläche der obern Platte war positiv, die obere negativ, die obere Fläche der untern Platte negativ, die untere positiv. Die Elektrizitäten der obern Platte waren stärker als die der untern, unmittelbar auf der Kupferscheibe liegenden. — Zwei Glasplatten waren aufeinander und auf die Kupferscheibe gelegt, die oben liegende Glasfläche wurde mit Amalgam gerieben, die Untersuchung nach 2 Minuten vorgenommen. Die untere Fläche der obern Glasplatte war negativ, die obere positiv, die obere Fläche der untern Glasplatte positiv, die untere negativ. In jedem von beiden Versuchen waren zwei Platten in gleicher Art elektrisirt worden, von welchen nur Eine mit der Kupferscheibe in Berührung war. Die durch Influenz der obern Platte auf sich selbst erregte gleichnamig elektrische Schicht war auf die untere Platte übergegangen, die ungleichnamig ihr geblieben. Aehnliche Versuche wurden mit einer Glasplatte angestellt, die auf eine Schellack- oder Paraffinscheibe gelegt war. Es war nicht nöthig die Unterlage auf die Kupferscheibe zu legen, sie konnte auf dem Holztische ruhen, oder die Glasplatte konnte allein auf den Tisch gelegt werden. Nachdem die obere Glasfläche mit Amalgam gerieben und 2 Minuten gewartet war, erschien die untere Fläche stark negativ elektrisch. Nach dem oben Bemerkten war es nöthig, um keinen Zweifel an der Bedeutung dieser Versuche aufkommen zu lassen, die untere Fläche der Platte zuerst zu untersuchen; natürlich war sie, auch später untersucht, negativ. Die gleichnamig elektrische Schicht geht also zu Halbleitern und Isolatoren mindestens ebenso leicht über, wie zu der vollkommen leitenden Kupferscheibe.

Wird Elektrizität nicht allmählich durch Reiben, sondern in einzelnen Stößen durch Peitschen auf eine Fläche einer isolirenden Platte gebracht, so geht die durch Influenz der Platte auf sich selbst erregte gleichnamige elektrische Schicht von der andern Fläche leichter auf eine Unterlage über; ist die Elektrizität plötzlich durch einen Funken auf

die Fläche gebracht worden, so geschieht der Uebergang plötzlich und es wird auf geeigneter Unterlage eine elektrische Figur gebildet. Die Figur der ungleichnamigen Elektrizität muß auf der Fläche entstehen, von welcher aus der Uebergang erfolgt ist. Zwei Platten aus Hartkautschuk ($\frac{1}{2}$ Linie dick) wurden auf einander gelegt zwischen zwei Metallspitzen geklemmt, von welchen die eine isolirt, die andere zur Erde abgeleitet war. Die isolirte Spitze erhielt von einer mit positiver Elektrizität geladenen leydeners Flasche einen Funken, die Platten wurden auseinander genommen und ihre Flächen mit einem durch Batist gesiebten Gemenge von Schwefelbismuthen und Mennige bestäubt. Die beiden (gegen die isolirte Spitze gekehrten) Vorderflächen der Platten zeigten die positive gelbe Strahlenfigur, ihre Rückflächen die rothe negative Scheibenfigur. Die beiden sich berührenden Kautschukflächen zeigten also entgegengesetzte Figuren, und zwar die Rückfläche der ersten Platte die Figur, welche der an der Spitze angebrachten Elektrizitätsart widersprach, die Vorderfläche der zweiten Platte die ihr entsprechende Figur. Es war die durch Influenz erregte gleichnamige Elektrizität zwischen beiden Flächen übergegangen. Nicht immer waren die Figuren dieser beiden, auf einander liegenden Flächen gut ausgebildet, aber stets unterscheidbar durch einen rothen runden Fleck, der die negative, und einen eckigen gelben Fleck, der die positive Figur bezeichnete. Die beiden freiliegenden, die Spitzen berührenden Kautschukflächen zeigten stets entgegengesetzte vollständig ausgebildete Figuren.

Zierlicher, als auf Kautschuk, läßt sich der Uebergang der gleichnamigen Influenzelektrizität von einer nichtleitenden Platte zu einer andern auf einer ebenen Pechplatte mit leitender Unterlage nachweisen; jene wurde mit einem Glimmerblatte bedeckt, auf das ein Metallcylinder (1 Unzenstück) gesetzt war. Das Metallstück erhielt von einer schwach geladenen leydeners Flasche einen Funken und wurde zugleich mit dem Glimmerblatte abgehoben. War die Flasche mit positiver Elektrizität geladen, so zeigte die bestäubte Pechplatte einen gelben Kranz von langen, scharf gezeich-

noten Strahlen, war sie es mit negativer, einen breiten, rothen Ring. Die auf die obere Glimmerfläche angebrachte Elektrizität hatte an der untern Glimmerfläche durch Influenz beide Elektrizitäten erregt, von welchen die gleichnamige zu der Positivfläche übergegangen war.

VI. Einige Versuche über die bei der Elektrolyse des Wassers auftretenden Mengen von Ozon und Antozon;
von Dr. C. Hoffmann in Schweidnitz.

Schönbein macht es sehr wahrscheinlich, daß in allen Fällen langsamer Oxydation, die bei Gegenwart von Wasser erfolgt, der gewöhnliche Sauerstoff chemisch polarisirt, oder in Ozon \ominus und Antozon \oplus zerlegt werde. Während ersteres sich mit dem oxydirbaren, anorganischen oder organischen Körper befindet, vereinigt sich das letztere mit dem Wasser zu Wasserstoffhyperoxyd, um später ebenfalls an dem Werke der Oxydation Theil zu nehmen. In der langsamen Verbrennung des Phosphors erblickt Schönbein den Typus für sämtliche langsame Oxydationen.¹⁾ Als eine Stütze der Schönbein'schen Ansicht, daß der gewöhnliche Sauerstoff aus \ominus und \oplus zusammengesetzt sey und bei der Ozonisation, dieselbe möge bewirkt werden, wodurch es immer sey, in diese beiden gegensätzlichen Modificationen zerfalle, können mit gewissen Beschränkungen die Umstände und Erscheinungen, welche die Elektrolyse des Wassers begleiten, aufgefaßt werden. Schon im Jahre 1840 hatte Schönbein die Beobachtung veröffentlicht, daß unter gewissen Umständen bei der elektrolytischen Zerlegung des Wassers neben dem gewöhnlichen Sauerstoff auch Ozon an der positiven Elektrode auftrete.²⁾ Sehr bald bemerkte der

1) Pogg. Ann. Bd. 112, S. 300 bis 306.

2) Bericht über die Verhandl. der naturforsch. Gesellschaft in Basel.

welche bei gleicher Gröfse wie die des gewöhnlichen Sauerstoffs, drei Atome enthalten: Die von Soret angestellten Beobachtungen über das volumetrische Verhalten des Ozons ¹⁾, nach denen die Dichtigkeit des Ozons $1\frac{1}{2}$ mal so groß ist als die des Sauerstoffs, geben dieser Ansicht einen hohen Grad von Wahrscheinlichkeit. — Gegen die Schönbein'sche Ansicht, daß der gewöhnliche inactive Sauerstoff bei jeder Ozonisation in polare Hälften zerfalle, erhebt Wiedemann ²⁾ einen begründeten Einwand auf Grund der zuerst von Meidinger gemachten Beobachtung, daß die in HO_2 enthaltene Menge \oplus der des freien \ominus nicht äquivalent, sondern größer sey. »Schönbein's Theorie sey nur dann aufrecht zu erhalten, wenn nachzuweisen ist, daß aus irgend einem Grunde das Ozon theilweise wieder inactiv werde.« — Ich habe bei Gelegenheit einer Studie über diese Materie auch einige Versuche über den zuletzt beregten Punkt angestellt, welche im Nachstehenden mitzutheilen ich mir erlaube.

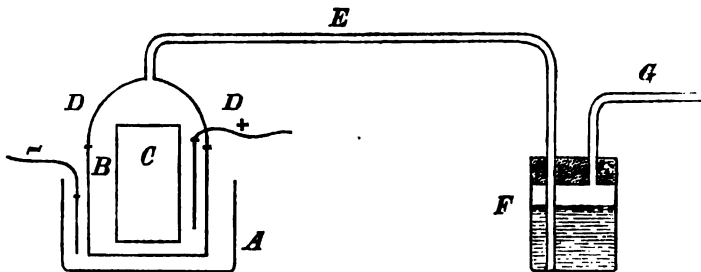
Der zu den Versuchen benutzte Apparat.

Bei der Darstellung von Ozon und Wasserstoffhyperoxyd auf elektrolytischem Wege wurden stets sechs Grove'sche Elemente angewendet. Die negative Elektrode bestand in einer Kupferplatte, die positive in einem Platindraht, welcher so in ein Glasröhrchen eingeschmolzen war, daß nur ein kurzes Stückchen frei herausragte. Das zur Zersetzung bestimmte angesäuerte Wasser befand sich in einer geräumigen porösen Thonzelle. Diese wurde in ein weiteres Gefäß gestellt, in welchem sich concentrirte Kupfervitriol-Lösung befand. In das in der Thonzelle befindliche Wasser tauchte der Platindraht, welcher die positive Elektrode bildete, in die concentrirte Kupferlösung die vom Zink der Batterie kommende Kupferplatte. Da sich bei dieser Anordnung an der Kathode Kupfer abscheidet, so ist die Entwicklung von Wasserstoff und somit die Gefahr, daß sich der-

1) *Compt. rend.* T. 61, p. 491, Novbr. 1865. (Ann. S. 165 d. Bd.)

2) Wiedemann, *Lehre vom Galvanismus*, Bd. I, S. 295.

selbe mit einem Theil des Ozons zu Wasser vereinige, völlig vermieden. In die ziemlich weite Thonzelle, welche das zu zerlegende Wasser aufnahm, wurde vor dem Beginn eines jeden Versuches ein Glascylinder mit einer Kälte-Mischung von Eis und Kochsalz gestellt, der während des Versuches seine Stelle behielt und so die Flüssigkeit möglichst vor der Erwärmung durch den galvanischen Strom schützte, als auch die ozonhaltige Atmosphäre abkühlte. Auf die poröse Thonzelle wurde dann eine gut passende Glasglocke gestülpt, an deren oberer Oeffnung ein Gasleitungsrohr mittelst Gyps befestigt war. Dasselbe führte durch einen Korkstöpsel bis beinahe auf den Boden eines Gefäßes, welches zur Aufnahme der Ozon bindenden Substanz, z. B. des Jodkaliums, bestimmt war. Ein zweites Glasrohr, welches nur wenig in das Gefäß hineinragte, führte zu einem Gasometer, welcher als Aspirator diente. Die Anordnung des Apparats wird aus der untenstehenden Figur leicht ersichtlich seyn.



Das Gefäß *A* enthält concentrirte Kupferlösung, in dieselbe taucht die negative Elektrode. *B* ist die poröse Thonzelle, angesäuertes Wasser enthaltend, in welches der als positive Elektrode dienende Platindraht taucht. *C* ist der Glascylinder mit der Kälte-Mischung, *D* die auf die Thonzelle gestülpte Glasglocke, *E* das Glasrohr, welches nach dem Gefäße *F* führt, worin sich *J* Jodkalium-Lösung befindet, woraus das Rohr *G* zum Aspirator führt. — War der Apparat in dieser Weise zusammengesetzt und der Aspirator in

Thätigkeit, so mußte der an der Anode auftretende Sauerstoff sammt dem Ozon sofort durch die Ozon bindende Lösung gesaugt werden, während das Antozon Wasserstoffhyperoxyd bildete. Es ist klar, daß sich auf diese Weise das Verhältniß der hiebei auftretenden beiden Ozon-Arten wohl am bequemsten und dabei auch genau bestimmen läßt, wenn man die noch näher zu erörternden Vorsichts-Maafsregeln nicht außer Acht läßt. Der Aspirator war immer schon in Wirksamkeit, wenn die elektrolytische Zersetzung begann. Um die Erwärmung möglichst zu vermeiden, wurde der Strom in Pausen von 5 zu 5 Minuten auf gleiche Dauer unterbrochen und während dieser Zeit die Kälte-Mischung erneuert. Die Unterbrechung geschah mit der Vorsicht, daß, nachdem der Strom aufgehört, der Aspirator noch einige Zeit in Thätigkeit blieb, um sämtliches Ozon wegzusaugen.

Methode der Bestimmung der beiden Ozon-Modificationen.

Das entstandene Ozon wurde in eine Lösung von reinem Jodkalium geleitet, wodurch von je einem Aequivalent des activen Sauerstoffs ein Aequivalent Jod in Freiheit gesetzt wurde. Letzteres kann alsdann mit sehr verdünnter SO_2 nach Bunsen's Methode oder aber durch eine titrirte Lösung von unterschwefligsaurem Natron gemessen werden. Ehe ich jedoch dazu schritt, das durch Θ abgeschiedene Jod zu bestimmen, säuerte ich die jodhaltige Jodkaliumlösung ganz schwach mit sehr verdünnter SO_2 an, damit das Jod, welches etwa als Jodkalium und jodsaures Kali vorhanden wäre, wieder in Freiheit gesetzt würde. Denn durch die Einwirkung des Ozons auf das KJ entsteht zunächst $\text{KO} + \text{J}$. Ein Theil des letzteren wird in Freiheit bleiben, aber das bei der weiteren Einwirkung des Θ sich mehrende Kali kann einen Theil des Jods zur Bildung von Jodkalium und jodsaurem Kali veranlassen. Durch den geringen Zusatz der sehr verdünnten Säure entstehen aber Jodwasserstoffsäure, und Jodsäure, welche Wasser und freies Jod liefern. Bei der Bestimmung des abgeschiedenen Jods nach dem Verfah-

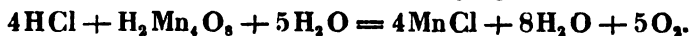
ren von Bunsen fällt diese Ansäuerung weg, weil hier ja beim Verschwinden des Jods eine verdünnte Lösung von Schwefelsäure resultirt. Der Zusatz von ein wenig sehr verdünnter Säure ändert keineswegs den Verlauf der Reaction des unterschwefligsauren Natrons auf das freie Jod. Beim vorsichtigen Zusammenbringen von unterschwefligsaurem Natron mit einer angesäuerten Jod enthaltenden Lösung von KJ findet keine Schwefel-Abscheidung statt. Mithin verschwindet auch bei Gegenwart von etwas verdünnter SO_2 das freie Jod unter Bildung von tetrathionsaurem Natron:



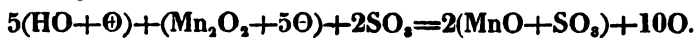
Fährt man dagegen bei einem zweiten Versuche nach dem Verschwinden des Jods mit dem Zusatze von unterschwefligsaurem Natron noch fort, so bildet sich dann allerdings SO_2 und J. Die geringe Menge der hinzugefügten, sehr verdünnten Säure ist auch insofern keine Fehlerquelle, als durch dieselbe etwa Jod aus den KJ abgeschieden würde. Bei dem stets gehandhabten Grade der Verdünnung hat die Säure bei einer Einwirkungsdauer von 10 bis 15 Minuten nie eine Spur Jod aus dem KJ frei gemacht, wie dies zahlreiche directe Versuche zeigten. Wenn z. B. 4 CC. Jodlösung = $4 \times 0,00317$ Gr. Jod in eine sehr schwach angesäuerte Jodkaliumlösung geträpfelt wurden, so wurden nach Verlauf von 10 Minuten nicht mehr, als eben nur 4 CC. einer gleichgestellten Lösung von unterschwefligsaurem Natron bis zum Verschwinden des Jods gebraucht. Die stets zum Zurücktitriren verwendete Jodlösung war erhalten worden durch Auflösen von 3,175 Gr. ($\frac{1}{38}$ Aequiv.) Jod in einem Liter KJ Lösung, während von dem krystallisirten unterschwefligsauren Natron 6,2 Gr. ($\frac{1}{10}$ von 2 Aequiv.) in einem Liter Wasser gelöst worden waren. — Die Bestimmung des in HO_2 enthaltenen \ominus nach der, so viel mir bekannt, zuerst von Brodie¹⁾ angewendeten Methode, welche auf der Reduction der Uebermangansäure durch Wasserstoffhyperoxyd

1) Pogg. Ann. Bd. 120, S 301.

bei Gegenwart einer Säure beruht, wurde zuerst versucht. Nachfolgendes Schema macht den Vorgang ersichtlich:



Bei Anwendung von Schwefelsäure und der älteren Schreibweise gestaltet sich die Formel so:

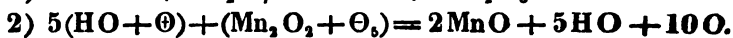
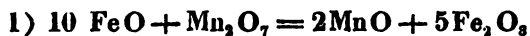


So bequem mich diese Methode bei der Bestimmung des HO_2 , entstanden durch Schütteln von Wasser mit amalgamirtem Zink, sowie bei demjenigen, welches durch Eintragen von Kaliumsuperoxyd in Kieselflußsäure entstanden war, zum Ziele führte, so wenig liefs sich dieselbe in diesem Falle, wo das HO_2 auf elektrischem Wege entstanden, anwenden, weil der Verlauf der vorstehend angegebenen Reaction, wie ich durch viele Versuche constatirte, ein sehr träger ist. Sollte hierbei das von Meißner angenommene, seiner Natur nach aber noch unbekannte Ozonwasser etwa die Ursache dieser Verzögerung seyn? Daher mußte auch das O des Wasserstoffhyperoxyds auf jodometrischem Wege bestimmt werden. Nach Weltzien ¹⁾ wird nämlich in einer angesäuerten Lösung von KJ durch HO_2 sämtliches, dem O entsprechendes Jod abgeschieden. Brodie ²⁾ hat hierauf die Werthung seines BaO_2 gegründet. Ich habe mich aber auch selbst überzeugt, daß die Bestimmung des HO_2 auf jodometrischem Wege zuverlässig ist, indem ich sah, ob die auf gedachtem Wege erhaltenen Resultate mit denen übereinstimmten, welche durch die Bestimmung mittelst Kalipermanganatlösung erhalten werden. Zu diesem Zwecke stellte ich mir eine HO_2 haltige Flüssigkeit durch Eintragen von KO_3 in Kieselflußsäure dar, wie ich dies an einem andern Orte genauer beschrieben habe; ³⁾ die entstandene HO_2 haltige, angesäuerte Flüssigkeit wurde in zwei gleiche Theile getheilt und die eine Hälfte mit übermangansaurem Kali versetzt. 1 CC. der Permanganatlösung entsprach 0,0046 Gr. Eisen. Es wurden verbraucht $1\frac{1}{2}$ CC., entsprechend 0,00105 Gr. O . Denn:

1) Ann. Chemie u. Pharm. Bd. 138, 2, Heft, S. 137.

2) Pogg. Ann. Bd. 120, S. 300.

3) Ann. d. Chemie und Pharm. Bd. 136, 2, Heft, S. 193.



Nun verhält sich aber $280:40 = 1,6 \times 0,0046:0,00105$ Gr. O .

Die andere Hälfte der HO_2 haltigen Flüssigkeit wurde in schwach angesäuerte Jodkaliumlösung gegeben. Die Zersetzung des Jodkaliums erfolgt augenscheinlich erst nach und nach. Nach Verlauf von mehreren Minuten wurde bis zur Entfärbung der Flüssigkeit unterschwefligsaures Natron zugegeben und mit der gleichgestellten Jodlösung nach vorherigem Zusatz von Stärkekleister der zugefügte Ueberschufs jenes Salzes bestimmt. Es waren verbraucht worden 5 CC. $= 5 \times 0,0062 = 0,031$ Gramme krystallisirten unterschwefligsauren Natrons, entsprechend 0,001 Gr. O . Denn

$$248:8 = 0,031:0,001.$$

Bei zwei weiteren Versuchen wurde Wasserstoffhyperoxyd in derselben Weise dargestellt und davon wurden 60 CC.

1) mit übermangansaurem Kali geprüft. Es wurden von dieser Lösung $1\frac{1}{2}$ CC. reducirt, entsprechend 0,00092 Gr. O . Denn $280:40 = 1,4 \times 0,0016:0,00092$.

2) Die zweite Portion von 60 CC. hatte nach mehreren Minuten aus der schwach mit SO_3 versetzten Jodkalium-Lösung so viel Jod ausgeschieden, dafs zu seiner Entfernung $4\frac{1}{2}$ CC. unterschwefligsaures Natron verbraucht werden mußten, was 0,0009 Gr. O entspricht. Denn:

$$248:8 = 4,4 \times 0,0062:0,0009.$$

Diese nach beiden Methoden erhaltene Uebereinstimmung der Resultate rechtfertigt die Bestimmung des HO_2 auf jodometrischem Wege.

Die elektrolytische Zerlegung von Wasser mit verschiedenem Säure-Gehalte.

Bei der Elektrolyse dieser verschiedenen Flüssigkeiten wurden die schon erwähnten Vorsichts-Mafsregeln streng beobachtet. Stets wurden zur Zersetzung gleiche Volume der verschiedenen Flüssigkeiten verwendet, welche vor dem

Versuche bis auf 0° abgekühlt worden waren und auch während desselben durch die eingestellte Kältemischung erhalten wurden. Die gesammte Einwirkungs-Dauer des Stroms war bei allen Versuchen die nämliche, 15 Minuten; ebenso waren die Intervalle der Unterbrechungen, sowie die Dauer derselben gleich. — Die erhaltenen Resultate ersehen sich aus nachstehender Tabelle:

No.	Die der Elektrolyse unterworfenen Flüssigkeit	Spec. Gewicht	Anzahl der Kub.-Centim. unterschwefligsauren Natrons, welche verbraucht wurden, um das durch		Entsprechend:	
			⊖ in Freiheit gesetzte Jod zu binden	⊕ des HO ₂ abgesetzene Jod aufzunehmen	⊖ in Grammen	⊕ in Grammen
1	Destillirtes Wasser	1,0	Spur	0,0	Spur	0,0
2	40 Vol. Wasser mit 1 Vol. Schwefelsäurehydrat	1,02	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	0,00004	0,00012
3	" " " " " " " " " " " "	1,055	1 $\frac{1}{2}$	1 $\frac{1}{2}$	0,00028	0,00024
4	" " " " " " " " " " " "	1,07	1 $\frac{1}{2}$	4 $\frac{1}{2}$	0,00082	0,00084
5	" " " " " " " " " " " "	1,11	1 $\frac{1}{2}$	6 $\frac{2}{3}$	0,00036	0,00128
6	" " " " " " " " " " " "	1,12	1 $\frac{1}{2}$	10 $\frac{1}{2}$	0,00036	0,00204
7	" " " " " " " " " " " "	1,15	2 $\frac{1}{2}$	12 $\frac{2}{3}$	0,00040	0,00252
8	" " " " " " " " " " " "	1,19	2 $\frac{1}{2}$	13 $\frac{2}{3}$	0,00044	0,00268
9	" " " " " " " " " " " "	1,22	2	21 $\frac{1}{2}$	0,00040	0,00428
10	" " " " " " " " " " " "	1,27	1 $\frac{1}{2}$	30	0,00028	0,00600

Die in vorstehender Tabelle zuerst aufgeführten Versuche, bei denen eine äußerst verdünnte Säure elektrolysiert wurde, boten hinsichtlich der Bestimmung des Antozons im Wasserstoffhyperoxid nichts Bemerkenswerthes dar. Eine so verdünnte HO_2 haltige Lösung zersetzt das KJ zunächst nur auf Kosten des HO_2 , und erst nach Stunden kann die Säure an der Zersetzung des KJ Theil nehmen. Dagegen muß man bei größerer Concentration die HO_2 haltige Säure erst vorsichtig, um Erwärmung zu vermeiden, verdünnen. Bei Befolgung dieser Maafsregel ist man sicher, daß die dann im Verlaufe von 5 bis 10 Minuten erfolgende Jodabscheidung nur durch das Antozon des Wasserstoffhyperoxyds bewirkt wird. Je reicher die elektrolysierte Flüssigkeit an HO_2 ist, desto länger dauert die durch das HO_2 bewirkte Zersetzung des Jodkaliums. Hiervon kann man sich leicht überzeugen. Wenn man eine auf elektrolytischem Wege dargestellte HO_2 haltige, verdünnte Säure nachher noch mit überschüssigem Wasser verdünnt und in eine Jodkalium-Lösung bringt, so entsteht sofort eine Jodausscheidung, die von Secunde zu Secunde sichtlich stärker wird. Wartet man nun nicht mit der Bestimmung des Jods eine genügende Zeit, etwa 8 bis 10 Minuten, sondern bringt man das Jod durch zugesetztes, unterschwefligsaures Natron eher zum Verschwinden, so wird es häufig vorkommen, daß nach kurzer Zeit bei gleichzeitiger Anwesenheit von etwas Stärke die Bläuung wieder eintritt. Daß dieses Nachbläuen nicht die Wirkung der vorhandenen freien Säure, der Schwefelsäure und der etwa freien Tetrathionsäure seyn kann, sieht man an folgendem Versuche. Wenn man in dieselbe Jodkaliumlösung eine solche Menge Jodlösung tröpfelt, daß sie derjenigen, die durch HO_2 abgeschieden wird, ungefähr entspricht und alsdann ein dem vorigen gleiches Volum von derselben verdünnten Schwefelsäure, die aber kein HO_2 enthält, zufügt, so tritt, nachdem das vorhandene freie Jod durch das zugefügte unterschwefligsaure Natron gebunden ist, keine zweite Jodabscheidung mehr ein, wenn man von der, welche auch durch die verdünnteste Säure, aber erst nach vie-

len Stunden bewirkt wird, absieht. — Aus den mitgetheilten Resultaten ersieht man, daß die Ozon-Mengen mit der Concentration der angewendeten Säure zunehmen, bis bei der Säure von 1 vol. Schwefelsäurehydrat und 5 vol. Wasser ein Maximum von Ozon erreicht wird. Die Angabe von Soret¹⁾ findet demnach in diesen Versuchen ihre Bestätigung. Die Menge des resultirenden Antozons nimmt mit der Concentration der Säure in einem viel höheren Maafse zu, als dies von der Ozonzunahme gilt. Fast äquivalente Mengen \ominus und \oplus resultiren unter den gegebenen Verhältnissen bei Anwendung einer Säure von 20 vol. Wasser mit 1 vol. Schwefelsäurehydrat, spec. Gewicht 1,055. — Als ich der Ursache nachforschte, welche die Antozon-Mengen so außerordentlich gegen die des Ozons steigen läßt, vermuthete ich, daß vielleicht von der concentrirten Säure auch etwas \ominus absorbirt werde, welches vielleicht neben dem Antozon des HO_2 einige Zeit bestehen und ebenfalls an der Zersetzung des Jodkaliums einwirken könne. Folgender Versuch zeigt aber, daß diese Vermuthung eine irrige war. Es wurde der elektrolytisch entwickelte, \ominus haltige Sauerstoff durch verdünnte, gut gekühlte Schwefelsäure von dem spec. Gewicht 1,15 geleitet. Nach Beendigung des Versuches zeigte diese Säure keine Spur von Ozon. Auch scheinen \ominus und Antozonid HO_2 nicht aufeinander, ihre gegensätzliche Natur ausgleichend, einzuwirken. Denn als ich 150•CC. verdünnte Säure zur Elektrolyse benutzt hatte, wurde der Gehalt an HO_2 in der einen Hälfte der Flüssigkeit nach dem gewöhnlichen Verfahren bestimmt, es wurden zur Aufnahme des durch das \oplus des HO_2 ausgeschiedenen Jods 8 CC. unterschwefligsaures Natron verbraucht. In die andere Hälfte der HO_2 haltigen Säure wurde elektrolytisch entwickelter, Ozon haltiger Sauerstoff während einer Dauer von 15 Min. geleitet. Diese Flüssigkeit schied nachher so viel Jod ab, daß $7\frac{2}{3}$ CC. unterschwefligsaures Natron zugesetzt werden mußten. Es hatte also keine bemerkenswerthe Verminderung des HO_2 stattgefunden. Aber auch der durch

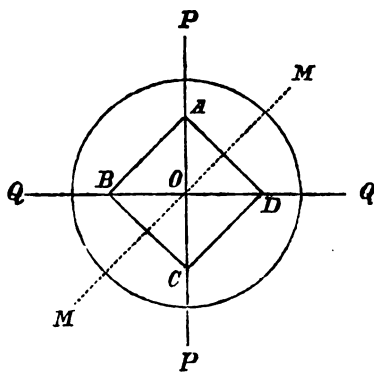
1) Pogg. Ann. Bd. 118, S. 624.

die HO₂ haltige Schwefelsäure hindurch geleitete Θ haltige Sauerstoff schien nichts von seinem Ozon-Gehalt verloren zu haben, wie ein vorläufiger Versuch zeigte. — Ueber diesen Punkt gedenke ich aber noch einige weitere Versuche anzustellen.

VII. Ueber die sogenannte Lamellarpolarisation des Alauns; von E. Reusch.

(Aus den Monatsberichten d. Akad. Juni 1867.)

Die Erscheinungen der sogenannten Lamellarpolarisation, wie sie Biot mit unendlichem Fleiße besonders am Alaun studirt hat, bestehen der Hauptsache nach in Folgendem: unter einem größeren Vorrath von durchsichtigen Alaunkrystallen mit wohlgebildeten octaëdrischen Ecken wird man gewöhnlich Stücke finden, welche, durch Feilen und Schleifen mit zwei den Würfelflächen entsprechenden Parallellflächen versehen, im polarisirten Lichte sich als optisch wirksam zeigen. Wird eine derartige Platte so ins Polarisationsinstrument mit vertikaler Sehaxe gelegt, daß die Diagonalen AC , BD der angeschliffenen Quadrate, d. h. die horizontalen Axen des Octaëders, mit den rechtwinklich ge-



kreuzten Polarisations Ebenen PP , QQ des Polarisators und Zerlegers zusammenfallen, so erscheinen die genannten Diagonalen als ziemlich scharfe dunkle Linien, und die rechtwinklichen Dreiecke, in welche das Quadrat so zerlegt wird, zeigen eine gleichmäßige Aufhellung in bläulichem Licht. Wird nun unter dem Zerleger eine Gypsplatte von empfindlichem Farbton eingeschaltet und zwar so, daß ihre Mittellinie MM , welche zugleich Richtung der kleineren Elasticität ist, 45° mit den Polarisations Ebenen macht, so färben sich die von der Mittellinie durchsetzten Dreiecke AOD , BOC roth, die beiden anderen grün. Die Alaunplatte wirkt somit wie vier aus sehr dünnem zweiachsigem Glimmer herausgeschnittene rechtwinkliche Dreiecke, in welchen die Hypotenusenfläche alle mit der Supplementallinie des Glimmers (Richtung der kleinsten Elasticität) zusammenfallen, und welche auf einer Glasunterlage zu einem Quadrat $ABCD$ zusammengestellt sind. Umgekehrt würden wir eine Einsicht in die Wirkungen des Alauns erhalten, wenn sich nachweisen liefse, daß man sich die quadratische Alaunsäule bestehend denken dürfe aus vier gleichen Säulen, deren Basen die rechtwinkligen Dreiecke OAB , OBC usw. sind, und in welchen die optische Elasticität parallel den Hypotenusen AB , BC usw. kleiner ist als senkrecht darauf.

Eine solche Annahme ist aber nach Biot's Ansicht unverträglich mit dem Wesen des regulären Systems; er nimmt daher seine Zuflucht zu der Hypothese, daß das ideale, optisch wirksame Alaunoctaëder aus zahllosen Octaëderschichten bestehe, welche nicht in absoluter Berührung seyen und daher eine Wirkung analog der von geneigten Glasplattensätzen hervorbringen. Wenn nun auch zuzugeben ist, daß eine solche Lamellarstructur die oben erwähnte Aufhellung des Sehfeldes erklären würde, so reicht dieselbe doch nicht hin zur Erklärung des so charakteristischen Farbenwechsels nach Einschaltung der Gypsplatte, wie dieß auch Biot selbst anerkennt. Ferner ist bedenklich, daß alle Erscheinungen um so schöner und reiner auftreten, je weniger von den ohnehin unvollkommenen Durchgängen nach Octaëder-

flächen zu sehen ist, sowie dafs von den hypothetischen inneren Absonderungen an einem reinen Krystalle durch anderweitige Erscheinungen, wie Schiller, Beugung usw. keine Spur nachzuweisen ist. Ich erlaube mir in dieser Beziehung auf meine Beobachtungen an schillernden Substanzen und am Agat zu verweisen. (Pogg. Ann. Bd. CXX, S. 116 und Bd. CXXIII, S. 98, 99).

Es bleibt daher wohl keine andere Annahme übrig, als dafs es sich hier um eine schwache Doppelbrechung in Folge innerer Spannungen handle und die nachfolgenden Versuche sind vielleicht geeignet, diese Annahme zu bekräftigen. Versieht man die Alaunplatte mit zwei parallelen Seitenflächen, welche sich auf AD und BC projiciren, und übt darauf durch eine Presse, deren ebene Backen mit dünnen Kautschuklammellen belegt sind, einen mäfsigen Druck längs MM aus, so hellen sich (ohne Anwendung des Gypsplatte) der Dreiecke AOD , BOC mehr auf, während sich die Dreiecke AOB , COD verdunkeln. Versieht man aber die Platte mit zwei seitlichen Würfelflächen, z. B. senkrecht zur Diagonale BD , und preßt längs QQ , so giebt es eine Pressung, bei welcher fast jede Spur einer Wirkung auf das polarisirte Licht verschwindet. Man begreift diese Resultate, wenn man annimmt, der Krystall lasse sich in Gedanken zerlegen in Stäbchen, welche in jedem der rechtwinklichen Säulensegmente AOB , BOC usw. den Hypotenusen AB , BC usw. parallel gehen und je bis an die Kathetenflächen OA , OB usw. reichen, und welche überdies in ihrer Längsrichtung eine kleinere Elasticität besitzen als senkrecht zur vertikalen Octaëderaxe. Durch eine Pressung längs MM wird in den Stäbchen parallel AB und CD , so weit sie den Segmenten OAB und OCD angehören, die Elasticität in ihrer Längenrichtung vergrößert und der senkrecht darauf gleich gemacht, daher die Verdunklung; in den Stäbchen parallel AD und BC wird aber die zu ihrer Längsrichtung senkrechte Elasticität vergrößert, während die in der Längenrichtung ziemlich dieselbe bleibt, daher die verstärkte Aufhellung. Ein Druck längs QQ afficirt aber alle Stäbchen in ziemlich gleichmä-

fsiger Weise, verdichtet alle und hebt bei angemessener Gröfse die Elasticitätsunterschiede auf. Hört der Druck auf, so kommen die alten Erscheinungen wieder, wie überhaupt der Alaun keine Spur von jenen bleibenden Structuränderungen zeigt, welche für das Steinsalz so bezeichnend sind.

Während nun Biot durch die Gesammtheit der Erscheinungen dahingeführt wurde, die von seiner Hypothese geforderten innern Durchgänge den Octaëderflächen parallel laufend anzunehmen, so werden wir von unserem Standpunkte die Spannungen in dieselben Ebenen verlegen. H. Marbach sagt in seiner bekannten Arbeit: Ueber die optischen Eigenschaften einiger Krystalle des tesserale Systems, Pogg. Ann. Bd. 94, S. 425: »Es tritt vielleicht bei der Bildung gröfserer Krystalle durch den fortschreitenden Act der Krystallisation eine Spannung der Theile ein, welche in bestimmten Schichten ihre gröfsten Werthe annimmt und dort eine merkliche Doppelbrechung und damit eine Wirkung auf polarisirtes Licht bedingt.« Diese Vermuthung läfst sich, wie ich glaube, weiter begründen. Von der Art, wie aus einer Lösung die Moleküle an einen im Wachsen begriffenen Krystall herantreten, haben wir allerdings keine Vorstellung; es scheint aber naturgemäfs anzunehmen, dafs der Uebergang in den festen Zustand kein plötzlicher sey, sondern dafs die der Krystallfläche nächst anliegende Flüssigkeit gegen den Krystall hin aus Schichten von wachsendem Stoffgehalt bestehe. Nun giebt es Substanzen, welche bei Entfernung des Lösungsmittels eine erhebliche Contraction zeigen und hierdurch Flächen, an welche sie sich anlegen, in tangentielle Spannung versetzen. Zwar sind wir gewöhnt, diese Qualität vorzugsweise Körpern wie Gelatine, Kieselgallerte, Collodium, also im Allgemeinen der Colloïden zuzuschreiben; es ist aber denkbar, dafs dieselbe Qualität, wenn auch in viel geringerem Grade, gewissen Krystalloïden zukomme. Und wenn dem so ist, so liegt allerdings im Acte der Krystallisation ein Antrieb zur Ablagerung der Moleküle unter tangentieller Spannung, sofern beim Wach-

sen des Krystalls eine demselben eben einverleibte Schicht ihren Rest des Lösungsmittels an die benachbarte Schicht nicht abgeben kann ohne eine Tendenz zur Contraction. Es ist einleuchtend, daß derartige Wirkungen in allen Krystallssystemen vorkommen können, und daß hierdurch die im Allgemeinen nach der Art des Systems zu erwartenden optischen Erscheinungen gewisse Störungen erfahren werden: aber wie erheblich diese seyn mögen, so scheint doch das Krystallsystem selber keine wesentliche Beeinträchtigung zu erleiden.

Vielleicht liegt in den obigen Andeutungen einiger Anhaltspunkt für die mathematische Behandlung des Gegenstands. Es dürfte hierbei passend seyn, von den Hauptkörpern des regulären Systems und ihren Hemiedrien auszugehen. Unter der Voraussetzung, daß sich die activen Krystalle vom Centrum aus durch Ebenen, welche alle Kanten enthalten, in Pyramiden zerfällen lassen, in welchen durchweg die optische Elasticität in den einer Krystallfläche parallelen Schnitten derselbe Bruchtheil der Elasticität im Sinne der Höhe einer Pyramide sey, unter der weiteren Annahme, daß der Krystall von einem inactiven Medium gleichen Brechungsvermögens und von planparalleler Begrenzung umgeben sey, muß sich die Wirkung des Krystalls auf polarisirtes Licht bestimmen lassen. Den Gedanken, derartige Körper aus activen Alaun-Pyramiden künstlich zusammenzusetzen, habe ich noch nicht ausführen können, denn wie groß auch der Vorrath ist, in dessen Besitz ich durch die Güte des Hrn. Hüttenmeister F. Ulrich in Ocker gekommen bin, so gehören eben größere Stücke homogenen activen Alauns zu den Seltenheiten.

Tübingen, 30. Juni 1867.

VIII. Ueber einen Beobachtungs-Apparat zur Ausführung goniometrischer Messungen an unvollkommenen Krystallen oder sehr kleinen Flächen; von Dr. M. Websky.

Nach dem Vorgange von Malus und Mitscherlich beobachtet man bei Winkelmessungen mit Hülfe des Reflexions-Goniometers die Reflexe der betreffenden Krystallflächen nach Centrirung und Justirung ihrer Kante durch ein Fernrohr von meist schwacher Vergrößerung; so gute Dienste dasselbe auch bei vollkommenen Flächen leistet, so fallen doch die Abmessungen bei unvollkommenen, wenn auch glänzenden Flächen weit über das Maafs, das man erwarten sollte, von den theoretischen Werthen abweichend aus.

Unter den Ursachen dieser Erscheinung verdient gewifs der Umstand einer besonderen Berücksichtigung, das bei unvollkommenen Krystallen die einzelnen Elemente der spiegelnden Fläche eine oft sehr von einander abweichende Lage haben, und das Fernrohr die Reflexe dieser einzelnen Elemente zu einem bald verschwommenen, bald vielfachen Bilde vereinigt: der häufigste Fall ist der, das man es mit einem sogenannten componirten Krystall zu thun hat, der genau genommen aus einer grossen Anzahl von Individuen besteht, die annähernd dieselbe Axenlage haben, im Grossen und Ganzen aber einer sphäroidalen Anordnung folgen; während daher ein dem theoretischen Werthe nahe stehendes Resultat nur zu erwarten steht, wenn man ausschliesslich von dem zunächst der Kante gelegenen Elementen den Reflex erhalten würde, entspricht die Einstellung des Maximums der Helligkeit auf das Fadenkreuz des Fernrohrs einer Winkelabmessung, die um eine gewisse Bogengrösse zu gross oder zu klein ausfällt, ungefähr dem halben Winkel entsprechend, um den die äussersten Elemente der reflectirenden Fläche von einander abweichen; durch eine Vervielfältigung der Beobachtung kann derselbe nicht beseitigt werden: er geht also auch in das Durchschnitts-Resultat über.

Erscheinen im Fernrohr mehrere Reflexe, die einander sehr nahe liegen, so hat dies bei componirten Krystallen in einer mehr individualisirten Trennung der einzelnen Individuen seinen Grund, oder es treten an Stelle der vermutheten Fläche Complexe von nahe liegenden Flächen auf, die auf complicirte Axenschnitte führen; jedenfalls ist die Wahl des hellsten Reflexes nicht immer die glücklichste.

Bei der Auswerthung unvollkommener Krystalle ist daher ein Beobachtungsapparat von Werth, durch welchen ausschließlich der Reflex einer sehr kleinen, genau zu controlirenden Stelle der Krystallfläche benutzt wird, der dabei eine erhebliche Lichtstärke besitzt, selbst wenn durch denselben die absolute Feinheit der Einstellung etwas herabgezogen wird.

Eine diese Eigenschaften besitzende Vorrichtung sah ich vor einigen Jahren an einem Reflexionsgoniometer im Laboratorium der Akademie zu Stockholm, das Instrument soll von Berzelius benutzt worden seyn; da ich diese Vorrichtung nirgends weiter angewendet oder beschrieben gefunden habe, eine Nachbildung derselben mir aber vielfach gute Dienste geleistet hat, so dürfte es zweckmäfsig seyn, auf dieselbe wiederum aufmerksam zu machen.

An besagtem Goniometer befindet sich an Stelle des Beobachtungs-Fernrohres ein Rohr, das einem umgekehrten astronomischen Fernrohr gleicht, von dem man das Objectiv-Glas weggenommen und dasselbe so weit ausgezogen hat, dafs man, in die etwas verblendete Objectiv-Oeffnung mit freiem Auge hineinsehend, in natürlicher Sehweite das Fadenkreuz des Ocular's ganz scharf sieht; der Apparat besteht also in einer Lupe (bei mir in einer achromatischen Doppellupe von 15 Millimeter Brennweite), welche in einer Entfernung, die gröfser als die freie Sehweite des Auges, von diesem befestigt ist. Für weitsichtige Beobachter dürfte zweckmäfsig diese Entfernung durch eine schwache Convexlinse abzukürzen seyn; alsdann enthielt der Apparat alle Theile eines umgekehrten astronomischen Fernrohres, die Linsenstellung ist aber eine andere.

Nähert man die Vorrichtung in der Richtung senkrecht auf die Goniometer-Axe aus einiger Entfernung einem centrirten Krystalle, so erblickt man zuerst ein verkleinertes Bild desselben in verkehrter Stellung; je näher man kommt, desto größer wird dasselbe. es erscheint sodann, bedeutend vergrößert, verliert bei fernerer Annäherung die Schärfe der Umrisse; sodann breitet sich der centrale Theil des Bildes über das ganze Gesichtsfeld aus, worauf dann schliesslich das Bild des Krystalls in nicht verkehrter Stellung zum Vorschein kommt, ein bekanntes Experiment, das mit jeder Lupe wiederholt werden kann.

Von diesen verschiedenen Stadien der Annäherung ist jedoch nur der kleine, den Krystall schon sehr nahe liegende, Spielraum zwischen der Stellung, bei der die Umrisse deutlich in ihren größten Dimensionen erscheinen, einerseits und andererseits der Stellung, wo der centrale Theil des Bildes, so zu sagen, sich ins Unendliche ausbreitet, der bei der Ausführung der Kantenabmessung in Betracht kommende.

Es ist ersichtlich, dass, wenn das Rohr eine Führung normal auf die Goniometer-Axe besitzt, so dass das Fadenkreuz in jeder Stellung dieselbe deckt, man dieses benutzen kann, um die Operation des Centrirens darnach auszuführen; dies ist jedoch nur ein Nebenzweck.

Reflectirt nun gleichzeitig eine justirte Fläche in der Richtung des Beobachtungs-Rohres ein entferntes Object — am besten einen sehr spitz-rhomboidalen Schlitz, dessen lange Diagonale in der Richtung der Goniometer-Axe liegt, und der in einem Schirm vor der Lichtquelle angebracht ist, so wird man ein verkleinertes Bild dieses Objectes durch das Beobachtungsrohr erblicken; dasselbe erscheint nicht in verkehrter Stellung, weil die Reflexion bereits eine Umkehrung bewirkt hat, auch ändert sich seine Grösse nicht wesentlich, wenn man den Beobachtungs-Apparat dem Krystall nähert, weil diese Bewegung zur Entfernung des Objectes unerheblich ist; bei der Entfernung des Rohres vom Krystall, in der das Bild des letzteren verschwindet, bleibt

allein das Bild des entfernten Objectes im Gesichtsfelde; zieht man das Rohr aber so weit zurück, daß die Conturen des Krystalls wiederum erkennbar werden, so sieht man genau die Stelle, von der der Reflex des Objectes herrührt; sie ist immer nur ein ganz kleiner Theil der Oberfläche des Krystalls; man kann auch dadurch das Bild des Krystalls wieder hervorrufen, daß man das Auge etwas zurückzieht; dann verschwindet aber das Fadenkreuz aus dem Bilde. In der Regel mangelt es an zerstreutem Licht, um überhaupt das Fadenkreuz auch bei richtiger Nähe des Auges gleichzeitig mit dem Bilde des gespiegelten Objectes zu beobachten; bringt man aber bei Tage in der Richtung des Rohres hinter dem Krystall ein Blatt weißes Papier oder bei Abend in die Nähe des Krystalls ein Licht, so hat man soviel zerstreutes Licht im Gesichtsfelde, um in demselben neben dem Bilde des Objectes das Fadenkreuz schwarz auf grauem Grunde sehen zu können.

Um fein einstellen zu können, muß man die kurze Diagonale des spitz rhomboidalen Schlitzes, der als Object dient, so groß, — d. h. nicht größer — nehmen, daß der mit der langen Diagonale im reflectirten Bilde zusammenfallende Faden einen erheblichen Theil der Breite bedeckt; dann tritt in dem Augenblick, wo Faden und lange Diagonale zusammenfallen, eine merkliche Abschwächung des Lichteffectes ein, welche am besten als Einstellungsmarke benutzt werden kann.

Durch eine Drehung der Goniometer-Axe um das Complement einer justirten Kante tritt der analoge Reflex einer zweiten Krystallfläche in das Gesichtsfeld, dessen Ursprungsstelle man entweder durch das Zurückziehen des Auges oder Rohres zur Anschauung bringen kann.

Zur Ausführung von Messungen mit Hülfe des beschriebenen Apparates ist das Vorhandenseyn einer Vorrichtung zum genauen Centriren nothwendig, zweckmäßig auch die Vorkehrung, das Beobachtungsrohr mit seinem Stativ etwas seitlich verschieben zu können; man vermag dann genau die Stellen am Krystall auszusuchen, von der man den Reflex

benutzen will. Beim Centriren muß man dafür sorgen, daß die Verlängerung der Goniometer-Axe in den Krystall hinein- falle, natürlich sehr wenig von der zu messenden Kante entfernt; liegt die Verlängerung der Goniometer-Axe außerhalb des Krystalls, so kann man den zweiten Reflex nur sehen, wenn man die Stellung des Auges, in der man den ersten Reflex erblickt hat, etwas ändert, wodurch ein merklicher Fehler in die Abmessung kommt.

Was den Grad der Feinheit der Einstellung anbelangt, so habe ich versucht, denselben in folgender Weise zu schätzen. Bei Anwendung eines Fernrohrs — der Ausdruck paßt hier nicht ganz — ohne alle Vergrößerung ist es kaum möglich, auch gute künstliche Flächen mit Sicherheit auf eine Minute genau wiederholentlich einzustellen; hierzu ist durchaus eine geringe Vergrößerung — wenigstens für das Auge des Verfassers — nothwendig. Die Verkleinerung des reflectirten Bildes bei dem von mir benutzten Apparat der hier beschriebenen Art ist ungefähr eine drei- bis vierfache; ich nehme daher an, daß ich bei Anwendung einer Lupe von 15 Millimeter Brennweite nur auf etwa 5 bis 6 Minuten Sicherheit einzustellen vermag; dies scheint auch die Gränze der Genauigkeit zu seyn, welche ich bei gut vorbereiteten Abmessungen mit Hülfe des Apparates erzielt habe; die Mittelwerthe von zu sehr verschiedenen Zeiten angestellten Messungen derselben Kanten ergaben mit unter noch engere Gränzen.

Man wird dieses Maafs der absoluten Feinheit der Einstellung ein bescheidenes nennen; nichts desto weniger empfehlen sich die mit besprochenem Apparat erzielten Abmessungen, weil dieselben mit Hülfe präziser und scharfer Reflexbilder erzielt werden, vor den Einstellungen auf unbestimmte Fernrohrbilder aus den oben angeführten Gründen.

Es ist aber noch ein zweiter Umstand, der der Anwendung des Apparates das Wort redet, nämlich die große Lichtstärke der Reflexbilder; vermöge derselben entwickeln oft äußerst kleine und selbst nur schimmernde Flächen noch deutlich erkennbar das Bild des gespiegelten Objectes. Manche,

scheinbar nur etwas abgerundete Kante giebt, durch denselben beobachtet, sich als eine in mehreren, theoretischen Werthen sehr gut entsprechenden Flächen entwickelte Zone zu erkennen.

IX. Berichtigung zu Hrn. C. Bohn's Bemerkungen: »Ueber Winkelmessen etc. mit der Mikrometerschraube;« von G. v. Niefsl.

Das vierte Stück des CXXXI. Bandes (No. 8) dieser Annalen enthält auf S. 644 etc. abermals eine Notiz des Hrn. C. Bohn über das Stampfer'sche Nivellirinstrument, in welcher dessen frühere theoretische Ausführung (Annalen Bd. CXXV, S. 238 usw.) zurückgenommen, dennoch aber darauf beharrt wird, daß die Theorie der Winkelmessung mit der Schraube an diesem Instrumente nicht genau sey.

Ich würde indess kein Wort mehr über diesen Gegenstand verlieren, wenn nicht abermals ein großer Irrthum den geehrten Gegner verleitet hätte, meinen Entwicklungen (Ann. Bd. CXXX, S. 457) eine Annahme zu unterlegen, an die ich nie gedacht, geschweige, daß ich sie je ausgesprochen hätte. Ich würde ferner nichts weiter bemerken, wenn ich nicht die Ueberzeugung hätte, daß ich mit wenigen Worten auf einem kleinen Plätzchen dieser Blätter werde Hrn. Bohn zeigen können, wie er in Bezug auf die Theorie des Instrumentes ebenso im Irrthum sey, als er es bezüglich des Baues desselben bereits zugestanden.

Aus mehreren Stellen der Bohn'schen Bemerkungen giebt sich die Ansicht kund, ja sie ist geradezu ausgesprochen, daß meinen Entwicklungen die »Behauptung« zu Grunde liegt: die Schraube messe die Sehne des zu bestimmenden Winkels und der Weg derselben sey dessen Sehne proportional. Auf S. 647 ist sogar ein Beispiel beigebracht, um diese unsinnige Annahme, welche zu meinem nicht ge-

ringem Erschrecken dort ohne Weiteres als »Niefsi'sche Theorie« bezeichnet wird, zu illustriren und zugleich zu bekämpfen.

Hr. Bohn deutet zwar nicht ausdrücklich die Stelle meiner Abhandlung an, aus welcher diese »Theorie« folgen soll; aber da er einige Worte hervorhebt und sie der Stampfer'schen gewissermassen entgegenstellt, so vermuthe ich, daß diese den Anlaß zu seinem Irrthum gegeben haben, was gewiß unterblieben wäre, wenn er wenigstens die ersten zwei mathematischen Ausdrücke auf S. 463 (a. a. O.) nicht ganz unbeachtet gelassen hätte.

In der einleitenden Betrachtung auf S. 459 meiner Abhandlung (Annalen Bd. CXXX), wo die Wirkung der Schraube vorläufig beschrieben wird, heisst es nämlich, »... und da das bei dieser Bewegung in Rechnung kommende Stück der Schraube: $BM - B'M$ (Fig. 12, Taf. V im zweiten Stück) ist, so sieht man beim ersten Blick, daß durch die Schraube durchaus nicht die Tangenten gemessen werden, sondern daß diese Differenz bei kleinen Werthen von σ sich nicht viel von der Sehne unterscheidet.« *Ferner ist auf die späteren Entwicklungen hingewiesen.* Das Stück $BM - B'M$ ist nun die Differenz der Sehnen, und da Stampfer eben auch sagt, daß die Schraube die Differenzen der Sehne messe, so sehe ich nicht ein, worin hier der Gegensatz liegt. Daß diese Differenz bei kleinen Werthen des von der Visirlinie beschriebenen Winkels σ sich nicht viel (doch ein Unterschied ist ausdrücklich constatirt) von dessen Sehne unterscheidet, ist ja doch richtig; aber damit ist weder gesagt, daß der Weg der Schraube der Sehne proportional sey, noch daß er durch die Sehne gemessen werde. Es ist nirgends gesagt, daß jener Unterschied zwischen dem benutzten Schraubentheile und der Sehne des entsprechenden Winkels ein *constanter* sey in verschiedenen Lagen der Visirlinie, was der Fall seyn müßte, wenn aus diesen Worten jene »Theorie« gefolgert werden dürfte. Es bleibt gegen mich noch immer der Einwurf, daß dies zufällig verschwiegen seyn konnte, und somit doch jene Deutung *möglich* wäre. Aber an derselben Stelle ist sogleich auf die nach-

folgende Entwicklung verwiesen, welche schon in der Formel (1) gerade *das Gegentheil* von dem erweist, was Hr. Bohn leider meine Theorie nennt.

Als ich die Stampfer'sche Formel aus den verschiedenen Lagen der Schraube entwickelte und nicht den allgemeinen und eleganteren Weg meines geehrten Ofner Collegen v. Kruspér wählte, hatte ich die redliche Absicht, die Beziehung der Constanten zum Instrumente und die ungefähre Gränze, bis zu welcher man den Winkel genau erhalte, soweit es theoretisch möglich, zu erweisen. Ich bedauere, dafs mir diefs Hr. B. gegenüber ganz mißlungen ist, hoffe aber noch immer mit einigen Worten meinen Zweck zu erreichen.

Nimmt man l und W in der a. a. O. (S. 463) erklärten Bedeutung und bezeichnet, was ich hier wiederhole, mit s eine sehr kleine Differenz der Sehnen- oder Schraubenslängen, sowie mit w die entsprechende Winkeldifferenz, so er giebt sich:

$$w = \frac{s}{l \cdot \cos \frac{1}{2} W}.$$

Da nun W nicht constant ist, so liegt auf der Hand, dafs gleichen Werthen von s in verschiedenen Lagen der Visirlinie verschiedene Gröfsen von w entsprechen müssen, und zwar stets kleinere Werthe bei der Bewegung von Null nach aufwärts, da dabei W abnimmt. *Diefs ist also gerade das Gegentheil von dem, was mich Hr. B. annehmen läfst.* Setzt man nun beispielsweise s als die Höhe eines Schraubenganges fest, und nimmt für W die aufeinanderfolgenden Werthe, welche der mit W bezeichnete Winkel durch die Bewegungen der Schraube annimmt, so erhält man z. B. in $w_1, w_2, w_3 \dots w_n$ die jedem einzelnen Schraubengange entsprechenden Winkelwerthe. Jedes dieser w unterscheidet sich von den übrigen um eine Differenz δ , so zwar, dafs: $w_2 = w_1 + \delta_1, w_3 = w_2 + \delta_2 \dots$ wobei $\delta_1, \delta_2 \dots$, wie aus dem Obigen hervorgeht, jedenfalls negativ werden müssen.

Die Summe: $w_1 + w_2 + \dots + w_n$ giebt den Winkel der Gesamtbewegung von 0 bis n der Scale. Da nun die

Differenzen δ_1, δ_2 usw. unter sich nur noch einen Unterschied zeigen, welcher unbeschadet der Genauigkeit vernachlässigt werden kann, so darf die Reihe der w , als von der ersten Ordnung, summirt werden, und das Resultat dieser Summirung liefert die Stampfer'sche Formel (a. a. O. S. 464).

Den Einfluss, welchen die Vernachlässigung von Differenzen höherer Ordnung auf die Summe übt, zu berechnen, ist eine Sache, die ich nicht wage in diesen, der Forschung gewidmeten Blättern auch nur anzudeuten. Uebrigens habe ich doch darauf a. a. O. (S. 465) hingewiesen und es steht Jedem frei, sich durch Rechnung darüber selbst ein Urtheil zu bilden. Es ist somit ganz ungerechtfertigt zu behaupten, dafs aus der Entwicklung nicht hervorgehe, welche Abweichung zwischen dem gemessenen und dem berechneten Winkel bestehe. Wenn Hr. Bohn ferner die Stampfer'sche Formel deshalb willkürlich nennt, weil sie eine transcendente Form durch eine Reihe ersetzt, so ist darauf wirklich Nichts mehr zu bemerken.

Da w der Winkelwerth der Sehendifferenz s ist, so folgt deutlich, dafs meine Ableitung der Stampfer'schen Bemerkung: Die Schraube messe »die Differenzen der Sehen der Winkel«, nicht nur nicht entgegen ist, sondern nothwendig aus ihr folgt. Auch bemerkt Hr. B., dafs mit der mir unterlegten Annahme die Constante b nicht negativ werden könne. Nachdem die Ableitung sie aber als negativ herausgestellt, hätte doch vermuthet werden können, dafs jene von andern Prämissen ausgehe.

Ich möchte mir endlich nur noch eine Bemerkung erlauben, um abermaligen Mifsdeutungen vorzubeugen. Die Constanten a und b und wenn man will, auch noch mehrere, werden bekanntlich aus directen Beobachtungen bestimmt. Diese, verglichen mit den, durch die gefundenen Constanten berechneten Winkeln geben den sichersten Beleg, ob die Formel die Winkel richtig darstelle. Dieser Beweis mufs mit dem Instrumente in der Hand geführt werden, und er ist mir deshalb dem Gegner gegenüber unmöglich.

Der Einfluss, welchen die Excentricität der Visirlinie thut, ist im *Maximum* kaum so groß als die unvermeidlichen Fehler, welche dem Fernrohr und der Libelle anhaften, in den allermeisten Fällen ganz verschwindend gegen diese. Die Erfüllung der theoretischen Bedingung hört auf von Nutzen zu seyn, wenn Fehlerquellen anderer Art der Genauigkeit eine bestimmte engere Gränze setzen. Wenigstens ist es keine wesentliche Verbesserung, wenn man jener genügt, ohne zugleich diese Gränze zu erweitern. Das Instrument, welches Hr. B. eine Verbesserung des Stampfer'schen nennt (es existirt vorerst in der Idee, denn jenes, mit dem die veröffentlichten Versuche gemacht wurden, ist es gewiss nicht), beruht auf einer theoretischen Forderung, welche in der Praxis nie hinreichend erfüllt seyn wird (Ann. Bd. CXXX, S. 466 usw.), und an der es in der Anwendung scheitern muß, wenn es sich um Erzielung größerer Genauigkeit handelt. Das ist meine feste Ueberzeugung, welche ich gerne verbessern werde, wenn man mir beweist, daß sie irrig sey. Es müßte aber durch die That geschehen, denn jeder Kampf mit Worten wäre hier unfruchtbar.

Brünn, am 14. November 1867.

X. Die Gruppierung der Moleküle in den Krystallen; von F. Frankenheim.

In diesen Annal. Bd. 132, S. 75 fängt Hr. Dr. Soh n c k e eine Abhandlung unter gleichem Titel folgendermaßen an: » Ueber den Gegenstand der vorliegenden Arbeit giebt es, so viel mir bekannt, nur zwei in Betracht kommende Abhandlungen eine von Frankenheim, diese Annalen Bd. 97, S. 337. die andere von Bravais; beide stimmen im Haupt-Resultate untereinander und mit dem Folgenden überein. Sehr verschieden ist dagegen die Methode. Frankenheim's Entwicklungen lassen durchaus Strenge und Evidenz vermissen, so daß durch seine Arbeit der Gegenstand noch

keineswegs für abgeschlossen gelten kann. Bravais' Abhandlung dagegen, welche schon einige Jahre vor der Frankenheim'schen erschienen, und wie es scheint, von Frankenheim auch gekannt ist, läßt hinsichtlich der Strenge des Beweises nichts zu wünschen übrig.* Trotzdem findet er Bravais' Beweis nicht befriedigend und giebt einen andern. Er beschuldigt mich also nicht nur meine mit Bravais' übereinstimmende Resultate mehrere Jahre nach ihm bekannt gemacht, sondern seinen Namen absichtlich verschwiegen zu haben.

Hierauf habe ich Folgendes zu erwidern: Meine Arbeiten, sowohl die theoretischen als praktischen in diesem Gebiete, gehen in viel ältere Zeiten zurück. In einer im Jahre 1832 in Crelle's Journal Bd. 8, S. 178 bis 186 habe ich zuerst die Bezeichnungsweise für Krystallflächen vorgeschlagen, die späterhin durch Miller in Cambridge allgemein Verbreitung gefunden hat; ferner wurde durch eine Coordinaten-Veränderung von Axen mit schiefen Winkeln der Beweis geliefert, daß man, um das Krystall-System darzustellen, zu Axen drei beliebige nicht in einer Ebene liegende Normalen wählen könne, und habe das von ihrer Lage abhängige Grund-Verhältniß angegeben. Daß die Krystalle sämtlich den bekannten sechs Klassen angehören, war eine nothwendige Folge davon. Es war der erste Versuch der Anwendung der analytischen Geometrie auf die Krystallographie. Da die Abhandlung nur acht Seiten enthält, so wurde natürlich jede Anwendung auf specielle Fälle vermieden.

In meine Cohäsions-Lehre 1835 wurde auch der Inhalt einer akademischen Dissertation vom Jahre 1829: *De crystallorum cohaesione* im Wesentlichen aufgenommen. Ich wies darin nach, daß man die Ausbildung fast sämtlicher Krystalle auf zwei Arten zurückführen könne, die aber durch eine einfache Umstellung der Axen vereinigt werden können. Ueber die Gruppierung der Moleküle gab ich S. 311 folgende, damals noch neue Hypothese, die ich fast wörtlich wiederhole:

- 1) Der feste Körper besteht aus Theilchen, welche durch Zwischenräume von einander getrennt sind. Diese

Theilchen würde ich vom krystallographischen Standpunkte aus als mathematische Punkte, als den Sitz der Kräfte ansehen.

- 2) In den krystallisirten Körpern liegen die Theilchen völlig symmetrisch nebeneinander, d. h., wenn man von zwei Theilchen im Innern des Krystalls parallele Linien zieht, so wird, wenn von der einen ein Theilchen getroffen wird, auch von der andern ein Theilchen nach einem gleichen Intervalle getroffen werden.

Diese Sätze sind äußerst fruchtbar; es geht aus ihnen mit Nothwendigkeit nicht nur das hervor, was Haüy aus seiner Lehre ableitete, sondern, daß nur *fünfzehn* Krystall-Familien möglich sind, welche sich zwischen die sechs bekannten Klassen vertheilen. Sie kommen sämtlich und ausschließlicly vor, und die Abwesenheit von mehreren Formen, z. B. eines regulären Dodekaäders, eines regelmässigen achtseitigen Prismas von gleichen Flächen, wofür Haüy keinen Grund angeben kann, ist streng erwiesen. Es scheint mir nicht passend, diese Sätze hier vollständig zu entwickeln. Ich betrete das schlüpfrige Gebiet solcher Hypothesen nur ungern und bin überdieß von der Wahrheit des ersten Satzes vollkommen überzeugt. Ein großer Theil der Naturforscher hält ihn jedoch für evident und diese werden, wenn sie consequent verfahren, die Resultate erlangen, die ich kurz angedeutet habe. Man sieht, daß ich diese Sätze nicht bloß erst von Bravais zu lernen brauchte, sondern mindestens seit 32 Jahren genau kannte. Den Beweis mitzutheilen, hielt ich für unnöthig, weil er mir in der That zu einfach erschien in seinem Princip und zu weitläufig in seiner Ausführung.

Für die Zahl *fünfzehn* habe ich später vorgezogen *vierzehn* zu wählen, nicht daß die Zahlen einen Fehler enthielten, sondern weil es zweckmäßiger erschien, zwei Familien des monoklinischen Systemes zusammen zu fassen.

Eingehender behandelte ich den Gegenstand in meinem im Jahre 1842 erschienenen *System der Krystalle*.¹⁾ Die ein-

1) Schriften der Leopoldinischen Akademie, *nova acta* T. XIX pag. 471 bis 660. Die dazu geeigneten Abschnitte dieser Arbeit, unter anderen

zelen Krystall-Arten werden nicht nur in die sechs Klassen eingereiht, sondern ich machte auch den Versuch, sie nach jenen Ordnungen einzutheilen, deren Charaktere hier natürlich in aller Schärfe gegeben werden. Außerdem ist auch ein vollständiges Verzeichniß der Hemiëdrien und Tartoëdrien hier zuerst mitgetheilt, freilich ohne die Methode ihrer Entwicklung anzugeben, weshalb Bravais, der einige Jahre später dieselben Resultate erlangte, mich brieflich um Mittheilung meines Verfahrens bat. Uebrigens hatte ich schon im Jahre 1826 in *Okens Isis* Heft 5 und 6 denselben Gegenstand für Krystall-Formen mit rechtwinkligen Axen behandelt.

In *diesen* Annalen Bd. 95 ist nun meine Ansicht von der gleichförmigen Ausbildung an mehren reich mit Flächen versehenen Arten nachgewiesen und gezeigt worden, daß nur sehr wenige hemiëdrische Krystalle davon abweichen, und in Bd. 97, in der oben citirten Abhandlung, ist diese Ansicht theoretisch begründet. Ich gehe von den oben angegebenen Grundsätzen aus und gelange leicht zu dem Resultate, daß es in der *Ebene* fünf Arten der Symmetrie giebt. Bei der Betrachtung des *Raumes* fasse ich mich allerdings kürzer, aber da diese Arbeit nicht für Anfänger bestimmt ist, glaube ich doch mein Resultat mit hinlänglicher Schärfe nachgewiesen zu haben. Uebrigens ist der größte Theil der Abhandlung, von S. 354, an einem anderen Gegenstande, dem Verhältnisse der Spaltbarkeit zu den Dimensionen der Axen, gewidmet:

Auf den Inhalt der Abhandlung des Hrn. Dr. Sohncke näher einzugehen, finde ich jetzt keine Veranlassung; ich will bloß bemerken, daß er sehr abweichend von der jetzt herrschenden Ansicht, statt sechs Hauptformen der Krystalle ihrer sieben annimmt, indem er das rhomboëdrische System, vom sechsgliedrigen getrennt, zwischen dem zwei- und zweigliedrigen und dem vier gliedrigen aufführt.

über die Hemiëdrien, sind auch in anderen mehr verbreiteten Zeitschriften abgedruckt.

XI. Untersuchungen über die Windverhältnisse zu Berlin; von H. Emsmann.

Auszug aus einem Programm ¹⁾ des Verfassers.

Aus Beobachtungen von Paris und London hatte Hr. Professor Dove bereits 1827 sein Drehungsgesetz abgeleitet. Galle fand dasselbe in Danziger Beobachtungen glänzend bestätigt. Es kam nun darauf an, die Richtigkeit dieses Gesetzes für so viele Orte, als nur möglich, nachzuweisen. Deshalb unterzog ich die Beobachtungen aus den Jahren 1831 bis 1835, welche von Mädler in den Berliner Zeitungen eingetrückt wurden, einer Untersuchung.

A. Allgemeine Drehungsrichtung des Windes.

Die Richtungsänderung des Windes im Sinne S., W., N., O., S. werde mit + bezeichnet und vorwärtsgehend genannt, die im Sinne S., O., N., W., S. mit — und als rückwärtsgehend betrachtet.

1. Anzahl der Drehungen im Allgemeinen.

In Procenten ergaben sich im jährlichen Mittel:

	S.	SW.	W.	NVV.	N.	NO.	O.	SO.
+	5,5	11,4	7,3	4,9	2,6	1,6	6,0	9,6
—	4,5	6,4	12,2	10,4	5,7	5,6	2,4	8,9
Summe	10,0	17,8	19,5	15,3	8,3	7,2	8,4	13,5
Differenz	+ 1,0	+ 5,0	— 4,9	— 5,5	— 3,1	— 4,0	+ 3,6	+ 5,7

d. h. unter 100 Winddrehungen gehen 10 aus von S. und zwar 5,5 vorwärts und 4,5 rückwärts usw.

1) Hr. Prof. Dove hat das von mir als Oberlehrer zu Frankfurt a. d. O. 1839 verfasste Programm im Zusammenhange mit dem Winddrehungsgesetze mehrmals citirt, und daher mag es kommen, daß ich selbst noch in neuester Zeit um Uebersendung meiner Arbeit angegangen worden bin. Leider bin ich außer Stande den Wünschen zu entsprechen, und somit erlaube mir einen Auszug des Programmes aus dem mir noch zu Gebote stehenden Exemplare in diesen Annalen niederzulegen.

Aus der Differenzenreihe ergibt sich, daß das Streben vorwärts zu gehen größer ist bei O., SO., S. und SW.; hingegen das rückwärts zu gehen bei W., NW., N. und NO. Aus der Summenreihe sehen wir, daß die meisten Drehungen eintreten bei SW.; W. und NW., also bei westlichen; die wenigsten bei N., NO. und O., also bei nordöstlichen Winden.

Die meisten vorwärtsgehenden Drehungen ereignen sich bei SW. und SO., die meisten rückwärtsgehenden bei W. und NW.

Das Verhältniß zwischen den beiden Drehungsrichtungen für jeden Wind ergibt folgende Zusammenstellung, wobei die Drehungszahl der vorwärtsgehenden Winde als Einheit gesetzt ist:

S.	SVV.	WV.	NW.	N.	NO.	O.	SO.
1:0,82	1:0,56	1:1,67	1:2,12	1:2,19	1:3,5	1:0,4	1:0,41

Das Bestreben rückwärts zu gehen ist mithin verhältnißmäßig am stärksten bei NO., am schwächsten bei O.

Aus diesem Resultate scheint sich Schouw's Angabe zu bestätigen, daß die Drehung des Windes häufiger nach der Seite erfolge, von welcher der Wind am häufigsten weht. Diese vorherrschende Windrichtung liegt für Berlin zwischen SW. und W. Worin der Grund liegt, daß diese Resultate das Dove'sche Gesetz nicht zu bestätigen scheinen, wie denn auch Schouw dagegen aufgetreten ist, wird sogleich das Folgende zeigen. Hier können wir vorläufig nur folgern, daß die Winde im Allgemeinen das Bestreben haben, eine Richtung zwischen SW. und W. anzunehmen.

2. Vorherrschende Drehungsrichtung.

Obige Zahlen geben die Anzahl der Drehungen an, jedoch nicht die Größe derselben (dies scheint Schouw übersehen zu haben); sie können daher auch nicht dazu dienen, die vorherrschende Drehungsrichtung zu finden. Aus obiger Tabelle erhalten wir: + 48,9 und - 51,1, also - 2,2

Wir müßten demnach sogar auf ein vorherrschendes Streben rückwärts zu gehen schließen. Um hier ein bestimmtes Resultat zu erhalten, muß man in Rechnung nehmen, wie weit die Drehung von jedem ihrer Anfangspunkte an ausdauernd bleibt, d. h. die Bogen zwischen zwei auf einander folgenden Wendepunkten der Winddrehung.

Nachdem in dieser Absicht die Drehungsbogen, nach Octanten bestimmt, ausgezogen waren, ergaben sich im Mittel $+347,2$ und $-277,8$, also $+69,4$ Octanten mehr, oder in Drehungen durch die ganze Windrose ausgedrückt, $+8,7$ vollständige Drehungen mehr, so daß im Allgemeinen ein Bestreben der Winde vorwärts zu gehen, oder im Sinne S., W., N., O., S. sich zu drehen, stattfindet. Das *Drehungsgesetz von Dove bestätigt sich demnach vollständig.*

3. Vollständige Drehungen.

In manchen Zeiten zeigt sich ein ununterbrochenes Vor- oder Rückwärtsschreiten. Im jährlichen Mittel ergaben sich solcher Drehungen durch die ganze Windrose $+11,2$ und $-3,0$, also $+8,2$ mehr.

Vollständige vorwärtsgehende Drehungen ereignen sich also öfter, als vollständige rückwärtsgehende und zwar soviel, daß die außerdem stattfindenden Schwankungen, mit Bezug auf das unter 2 gefundene Resultat, sich im Allgemeinen ausgleichen.

4. Umsetzen des Windes.

Außer diesen Schwankungen und vollständigen Drehungen tritt auch bisweilen ein plötzliches Umsetzen ein in die genau entgegengesetzte Richtung, und zwar im jährlichen Mittel 7,4 mal. Am häufigsten ist dieß der Fall bei NW. in SO., nicht so oft bei W. in O., N. in S., O. in W., SO. in NW., noch weniger bei NO. in SW., sehr selten bei den übrigen Richtungen.

Ein solches Umsetzen ist gewöhnlich mit auffallenderen Aenderungen in der Witterung verbunden. So zeigen wenigstens die vorliegenden Beobachtungen, daß ein Umsetzen

in S., SO. und O., also in südöstliche Winde, gewöhnlich heiteres, in SW., W. und NW., also in westliche Winde, gewöhnlich trübes Wetter mit sich bringt.

Was Kämtz bemerkt: »Winde, welche bei uns aus Westen, also vom atlantischen Meer kommen, sind weit feuchter, als die vom trocknen Continente kommenden östlichen Winde«, tritt also hier nur auffallender, plötzlicher hervor; und ebenso bewährt sich Dove's Regel: »Bei O., SO.- und S.-Winden nimmt die Elasticität des Wasserdampfes zu; bei SW. geht das Barometer aus Fallen in Steigen, das Thermometer aus Steigen in Fallen über (SW. bildet den Uebergang) und bei W., NW.- und N.-Winden nimmt die Elasticität des Wasserdampfes ab.«

B. Abhängigkeit der Windverhältnisse im Allgemeinen von den Jahres- und Tageszeiten.

Die Abhängigkeit der Winde von den Tageszeiten in höheren Breiten ist ins Besondere von Schouw in Zweifel gezogen.

Ich habe erstens die Winde als *constante Winde* berechnet, d. h. als von einer Beobachtungszeit bis zur folgenden unverändert bleibend, und zweitens die sogenannten *Schwankungen* zusammengestellt, d. h. die Winde, welche von einer Beobachtungszeit bis zur folgenden in einen andern übergangen.

Bei den Tabellen, welche ich hier mittheile, bin ich absichtlich von dem gewöhnlichen Wege in Etwas abgewichen. Nämlich gewöhnlich führt man die sogenannte, nach Lambert's bekannter Formel berechnete, mittlere Windrichtung auf. Diefs habe ich nur in einigen wenigen Fällen, der Vergleichung wegen, gethan. Die sogenannte mittlere Windrichtung kann nach einer Gegend fallen, aus welcher der Wind vielleicht gar nicht, oder doch nur selten kommt; sie bietet nichts Reelles und ist nach Dove eine Abstraction, welche nie zur Erscheinung kommt. Dagegen habe ich durchgängig Schouw's Verfahren befolgt, nämlich das Verhältniß zwischen den östlichen und den westlichen, ferner

zwischen den nördlichen und südlichen Winden zu berechnen.

Statt der mittleren Windrichtung halte ich eine andere Bestimmung, welche bisjetzt weniger, und in der von mir befolgten Art, soweit ich mich habe orientiren können, noch gar nicht beachtet worden ist, für erfolgreicher und in ihren Resultaten für werthvoller. Findet sich in einer Gegend eine gewisse vorherrschende Windrichtung, so scheint es mir nöthig, vor allen Dingen das Gesetz zu ermitteln, welchem diese Hauptrichtung unterworfen ist. Wegen der besonderen Wichtigkeit der Maxima und Minima der Windwerthe müßte man diese Bestimmung auf diese ausdehnen. Ich beschränke mich im vorliegenden Falle auf die Bestimmung nur des vorwaltenden Maximums, als welches sich das westliche markirt. Die Gegend dieses Maximums, habe ich zu bestimmen gesucht unter der Voraussetzung, daß zwischen den drei Windrichtungen, zwischen denen das Maximum zu suchen ist, eine stetige Zu- und Abnahme der Windwerthe stattfinden würde. Bezeichne ich mit x den Winkel, welcher die Lage dieses Maximums, von S. nach W. gerechnet, angiebt; mit v die Stärke, und mit a' , a'' , a''' die drei Windwerthe und zwar mit a' den schwächsten, mit a'' den stärksten von ihnen; und hat b' von S. durch W. bis zum ersten in der Reihe der drei Winde gerechnet, für S. den Werth 0, für SW. 1 usw.: so ergeben sich folgende, von mir angewendete Formeln:

$$x = \frac{[2(a'' - a')(1 + b) \pm (a''' - a')]}{a'' - a'} 22,5^\circ,$$

(wo — gebraucht wird, sobald a' der Reihe nach der dritte Wind ist) und

$$v = \frac{2a'' + a''' - a'}{2}.$$

Läge das Maximum zwischen SW., W. und NW., und wäre NW. < SW., so erhielte man:

$$\alpha = \frac{(4W. - 3NW. - SW.) 22,5^\circ}{VV. - NW.}$$

und

$$\varphi = \frac{2W. + SW. - NW.}{2}$$

I. Constante Winde.

1. Jährliches Mittel.

Jahre	S.	SVV.	W.	NVV.	N.	NO.	O.	SO.
5	7,6	18,1	28,2	13,4	5,8	7,9	8,6	11,7
17 1)	8,1	18,4	21,4	14,6	5,1	8,7	12,8	10,9
25 2)	4,9	22,1	22,5	17,6	3,9	7,2	11,8	9,7

Jahre	O. : VV.	N. : S.	Mittlere Richtung		Westliches Maximum	
			Richtung	Stärke	Richtung	Stärke
5	1 : 2,07	1 : 1,38	S. 74,4 VV.	29,1	S. 82,85 VV.	30,55
17	1 : 1,69	1 : 1,32	S. 68 VV.	19,5	S. 77,4 VV.	23,8
28	1 : 2,16	1 : 1,28	S. 86,8 VV.	26,8	S. 69,3 VV.	24,75

Eine Vergleichung dieser Resultate ergibt, dafs im jährlichen Mittel zu Berlin westliche Winde ungefähr noch ein Mal so oft wehen, als östliche, und dafs die südlichen Winde die nördlichen um ein Drittel übertreffen.

Das Unbestimmte der mittleren Windrichtung ist sofort ersichtlich. Dove führt in seinen »Meteorologischen Untersuchungen« pag. 295 sogar S. 95,4 NW. an.

Die Lage des westlichen Maximums trifft zwischen SW und W.

Aus den nach Procenten bestimmten Windwerthen sehen wir, dafs von VV. nach beiden Richtungen die Werthe abnehmen, und dann einerseits bei N., andererseits bei S. ihr Minimum erreichen.

1) Beobachtungen von Béguelin (1769 bis 1785). Kämtz Met. Bd. I, S. 224.

2) Aus Dove's Abhandlung, Pogg. Annal. Bd. XV, S. 67.

Poggendorff's Annal. Bd. CXXXII.

2. Abhängigkeit von den Jahreszeiten.

Mittel nach den Jahreszeiten (— Dcbr. Jan. Febr. = VWinter usw. —)
in Procenten:

	S.	SWV.	VV.	NVV.	N.	NO.	O.	SO.
VWinter	6,1	20,0	34,1	11,6	3,4	3,8	9,2	11,7
Frühling	5,2	14,9	22,3	12,3	6,4	14,5	12,2	12,1
Sommer	8,1	14,5	27,4	16,1	10,4	7,6	4,6	11,2
Herbst	12,7	27,2	27,1	14,1	3,5	6,4	9,6	13,6
VWinter	10,5	21,7	17,6	10,5	4,4	8,6	15,0	11,9
Frühling	6,6	16,1	21,5	13,4	4,8	11,9	14,6	11,2
Sommer	5,8	16,1	26,2	22,4	6,7	7,0	8,0	8,3
Herbst	9,5	19,6	20,6	12,3	4,9	7,4	13,4	12,1

(Nach Béguelin)

	O. : W.	N. : S.	Mittlere Richtung		Westliches Maximum	
			Richtung	Stärke	Richtung	Stärke
1.	1 : 2,66	1 : 2,01	S. 68,6 W.	38,9	S. 81,6 VV.	38,3
2.	1 : 1,28	1 : 1,00	S. 95,6 NVV.	10,8	S. 84,15 VV.	23,6
3.	1 : 2,48	1 : 0,99	S. 91,6 NW.	31,2	S. 92,79 NW.	28,2
4.	1 : 2,31	1 : 2,23	S. 54,2 VV.	40,2	S. 67,34 VV.	34,4
1.	1 : 1,37	1 : 1,90	S. 33 SVV.	19,7	S. 59,2 VV.	25,25
2.	1 : 1,32	1 : 1,13	S. 73 VV.	11,6	S. 82,3 VV.	22,9
3.	1 : 2,77	1 : 0,85	S. 97 NW.	34,6	S. 104 NVV.	29,35
4.	1 : 1,60	1 : 1,67	S. 50 VV.	20,1	S. 70,2 VV.	24,25

(Nach Béguelin)

Eine Vergleichung dieser Resultate giebt: Die westlichen Winde sind gegen die östlichen stets überwiegend; nördliche Winde sind im Sommer häufiger als südliche, beide halten sich im Frühlinge das Gleichgewicht, im Winter (nach Béguelin) und im Herbste (nach meinen Resultaten) bekommen die südlichen die Oberhand. In Béguelin's Resultaten macht sich ein mit den Jahreszeiten fortschreitender Wechsel bemerkbar: Die westlichen Winde nehmen gegen die östlichen ab vom Sommer zum Herbst, Winter nach Frühling; die südlichen nehmen vom Sommer zum Herbste zu, erreichen im Winter ein Maximum und im Sommer ein Minimum.

In Beziehung auf O. : W. stimmen überein (Kämtz Met. I, 243 bis 249) Bouvard's 21jährige Beobachtungen zu

Paris, 30jährige zu Hamburg und 10jährige zu Prag, aber nicht 7jährige zu Moskau; mit N.:S. stimmen nur die Prager Beobachtungen.

In Rücksicht der mittleren Windrichtung findet Uebereinstimmung statt, indem die Richtung derselben im Winter und Herbste nicht so weit sich von S. entfernt, als das jährliche Mittel ergiebt; im Frühling und Sommer aber mehr; die Stärke ist übereinstimmend nur im Frühlinge unter dem jährlichen Mittel.

Das westliche Maximum tritt im Winter und Herbste näher an S. und entfernt sich im Frühlinge und Sommer, und zwar am meisten im Sommer, weiter als das jährliche Mittel angebt; die Resultate über die Stärke stimmen weniger.

Es ergiebt sich somit eine nicht zu läugnende Abhängigkeit der Windverhältnisse von den Jahreszeiten und somit dienen meine Resultate mit zur Bestätigung der von Kämtz (Met. I, S. 247) bereits früher aufgestellten vier Gesetze.

In Beziehung auf die mittlere Windrichtung bemerke ich nur noch, daß die ungefähre Uebereinstimmung mit dem westlichen Maximum hier nur dann stattfindet, weil letzteres zu sehr vorwaltet, so daß es auf den Werth der ersteren einen entschiedenen Einfluß ausüben muß.

3. Abhängigkeit von den Tageszeiten.

Schouw bezweifelt den Einfluß der Tageszeiten; indessen folgert schon Kämtz aus Schouw's Resultaten, daß eine Bewegung von Morgen durch S. nach W. und in der Nacht wieder zurück statt zu finden scheine, womit auch Nicander's zehnjährige Beobachtungen zu Stockholm in Uebereinstimmung treten.

Die von mir entworfenen Tabellen über die *vierteljährlichen* und *jährlichen* Mittel in Procenten mit Rücksicht der Tageszeit lasse ich hier fort, da sich aus ihnen kein bestimmtes Gesetz ergiebt, insofern die Resultate für die einzelnen Tageszeiten zu sehr mit einander übereinstimmen. Ebenso übergehe ich hier die Tabelle, welche O.:W., N.:S. und das westliche Maximum nach Richtung und Stärke,

abgeleitet aus vierteljährlichen Mitteln enthält, und beschränke mich auf die aus jährlichen Mitteln abgeleitete Tabelle der angeführten Kategorien.

	O: W	N: S	Westliches Maximum	
			Richtung	Stärke
5 — 8	1:1,98	1:1,88	S. 82,37 W.	28,05
8 — 12	1:2,06	1:1,46	S. 80,52 W.	29,40
12 — 2	1:2,10	1:1,47	S. 80,11 W.	29,70
2 — 6	1:2,11	1:1,28	S. 82,65 W.	29,88
6 — 10	1:2,15	1:1,31	S. 84,46 W.	28,45

Hier ist ein zunehmendes Wachsen der westlichen gegen die östliche Windrichtung von Morgen zum Abend nicht zu verkennen. Ebenso wird vom Nachmittag an die südliche Windrichtung gegen die nördliche immer überwiegender und ist auch Vormittags noch im Wachsen bis Mittag. Auch die Resultate für die Zeit von Abends 10 Uhr bis Morgens 5 Uhr, die ich nicht mit aufgeführt habe, weil ich wegen des größern Abstandes der beiden Zeiten auf sie keinen Werth legen mochte, sprechen für dießes Gesetz; denn ich finde für diese Periode:

$$O.: W. = 1:2,08 \text{ und } N.: S. = 1:1,36.$$

Die Resultate über das westliche Maximum zeigen, daß die Richtung desselben vom Morgen bis zum Mittag immer südlicher wird, dann mehr nach Westen geht und, wenn man auf das Resultat für die Nacht S. 86,39 W. einigen Werth legen will, in der Nacht das Maximum der Abweichung von S. erreicht. In Rücksicht der Stärke bemerkt man ein Wachsen von früh zum Abende.

Es erscheint also doch eine Abhängigkeit der Windrichtung von den Tageszeiten zugestanden werden zu müssen. Indessen bin ich weit entfernt, auf diese von mir gefundenen Resultate einen zu hohen Werth zu legen. Es sind erst noch mehr Beobachtungen und Berechnungen nöthig.

4. Abhängigkeit von den Tages- und Jahreszeiten zugleich.

Aus den hier nicht wiedergegebenen Tabellen der vierteljährlichen Mittel unter No. 3 hat sich das Eine ergeben,

dafs das westliche Maximum im Winter von 8 bis 2 südlicher ist, als im jährlichen Mittel, für die übrigen Zeiten westlicher. Im Frühlinge und Sommer fällt das westliche Maximum zu allen Tageszeiten weiter von Süden als für die entsprechenden Zeiten im Durchschnitt des Jahres; im Herbste hingegen näher.

Mit Ausnahme von 12 bis 2 ist die Stärke des westlichen Maximums im Frühlinge und Sommer geringer, als im jährlichen Mittel für die entsprechenden Tageszeiten, im Herbste und Winter dagegen stärker. Dasselbe gilt für N.:S.; während O.:W. im Frühlinge kleiner ist als im Mittel.

II. Winddrehungen.

Nach Dove springt der Wind häufiger zwischen S. und W., und zwischen N. und O. zurück, als zwischen W. und N., und zwischen O. und S. Ich habe die Winddrehungen nach den Jahreszeiten und im jährlichen Mittel in doppelter Beziehung zusammengestellt.

a.

	+				+			
	S.	SW.	W.	NW.	N.	NO.	O.	SO.
1	6,8	12,7	8,5	5,2	3,6	2,2	7,8	8,9
2	6,3	9,5	11,2	8,2	6,1	4,5	6,7	9,2
3	8,1	11,2	8,5	5,7	2,8	3,4	4,6	9,2
4	8,0	12,5	10,0	6,3	4,1	3,2	4,3	10,0
Jahr	7,3	11,4	9,6	6,8	4,2	3,3	5,8	9,3

	-				-			
	S.	SVV.	VV.	NW.	N.	NO.	O.	NO.
1	2,9	6,5	12,7	7,9	8,1	3,6	2,0	5,9
2	3,3	4,2	6,7	6,7	5,7	5,5	2,7	3,1
3	3,3	7,6	9,6	9,2	5,2	4,4	2,4	4,8
4	5,8	7,4	8,4	7,4	8,2	4,5	2,1	2,9
Jahr	3,8	6,4	9,3	7,8	4,3	4,5	2,3	4,0

d. h. unter 100 Drehungen gehen im Winter von S. aus 6,8 vorwärts und 2,9 rückwärts usw. Hieraus ergibt sich:

aa.

	+	-	+	-
	O.: W.	O.: W.	N.: S.	N.: S.
1	1:1,40	1:2,51	1:2,76	1:1,00
2	1:1,42	1:1,56	1:1,33	1:0,59
3	1:1,47	1:2,19	1:2,39	1:0,83
4	1:1,64	1:2,44	1:2,24	1:1,06
Jahr	1:1,48	1:1,98	1:1,89	1:0,79

Die Drehung scheint also in den einzelnen Windstrichen häufiger in der Richtung zu erfolgen, welche auf dem kürzesten Wege nach dem vorherrschenden Maximum der Windrichtung führt, als in der entgegengesetzten. Denn die Zahlenwerthe in *a* sind für +SW., S. und SO. grösser als die für -SW., S. und SO.; hingegen die für +NO., N. und NW. kleiner, als für -NO., N. und NW. Ferner übertreffen in *aa* die südlichen vorwärtsgehenden Drehungen die nördlichen, während es bei den rückwärtsgehenden umgekehrt ist.

Aus dem Verhältnisse O.: W. folgt nur, daß sich mehr westliche, als östliche Drehungen ereignen, und zwar kommen auf eine - östliche Drehung mehr - westliche, als + westliche auf eine + östliche.

Die Resultate für die Jahreszeiten ergeben im Ganzen dasselbe Gesetz, nur die Werthe für N. in *a* stimmen nicht überein. Das Verhältniß N.: S. zeigt ebenso eine genügende Uebereinstimmung mit dem jährlichen Mittel. Im Winter übertreffen die südlichen Drehungen die nördlichen am meisten. Die nördlichen Winde sind also im Winter beständiger als die südlichen. Umgekehrt ist es im Frühlinge. Das Verhältniß O.: W. zeigt ebenfalls Uebereinstimmung mit dem über das jährliche Mittel Gesagten.

Da man aus dem bloßen Verhältnisse der Drehungszahlen unter sich noch keinen Schluß darauf machen kann, welche Windrichtung die beständige sey, indem ein Wind beständiger seyn kann als ein anderer, und dennoch mehr Drehungen von ihm ausgehen können, so habe ich noch folgende Berechnung unternommen:

b.

	+				+			
	S.	SW.	W.	NW.	N.	NO.	O.	SO.
1	29	16	6	11	26	16	23	20
2	33	17	13	18	25	8	14	22
3	28	21	8	10	8	13	29	22
4	18	17	11	12	34	14	12	21
Jahr	25	16	9	13	19	11	19	21

	-				-			
	S.	SW.	W.	NW.	N.	NO.	O.	SO.
1	11	8	9	18	24	24	5	11
2	17	8	8	14	23	9	5	6
3	11	14	9	16	24	20	15	11
4	9	7	9	14	34	18	6	8
Jahr	14	10	8	15	21	15	7	8

d. h., wenn in den Beobachtungszeiten 5 bis 8, 8 bis 12 etc. ein Wind hundertmal seine Richtung beibehält, so ereignen sich während dieser Zeit so viel bei ihm anfangende Drehungen, als die entsprechenden Zahlen angeben.

Daraus folgt, daß, wenn ein Wind hundertmal constant bleibt, sich von ihm ausgehende Drehungen überhaupt ereignen, von

	S.	SW.	W.	NW.	N.	NO.	O.	SO.
1	40	24	5	29	50	40	28	31
2	50	25	21	32	48	17	19	28
3	39	35	17	26	32	33	44	33
4	27	34	20	26	68	32	19	29
Jahr	39	26	17	28	40	26	26	29

Der beständigste Wind in Berlin ist also W., nächst ihm SW., O. und NO., am unbeständigsten sind N. und S. Am unbeständigsten ist W. im Frühlinge und Herbste: N. im Herbste und Winter; O. im Sommer; S. im Frühlinge.

Das unter *a* aufgestellte Gesetz scheint sich also auch hiernach zu bestätigen. Zugleich ergibt sich das Bestreben vorwärts zu gehen als das vorherrschende.

Die Anzahl der Drehungen scheint nach den Jahreszeiten gleichmäfsig vertheilt zu seyn.

C. Abhängigkeit der Windverhältnisse von den
Mondsphasen.

Arago hat das zusammengestellt, was sich auf den Einfluß des Mondes auf die Veränderungen in der Atmosphäre bezieht. Was Flaugergues's Untersuchungen zuerst ergaben, hat sich durch Bouvard's und Eisenlohr's, ferner durch Schübler's Beobachtungen bestätigt, dafs nämlich eine Abhängigkeit des Regens von der Mondstellung nicht zu läugnen ist. Ebenso hat sich nach Schübler und Bouvard herausgestellt, dafs die südwestlichen Winde zur Zeit des zweiten Octanten ihr Maximum, zur Zeit des letzten ihr Minimum haben.

Da nach Arago sogar dreijährige Beobachtungen in Beziehung auf Regen ausreichend sind; so trug ich kein Bedenken, die vorliegenden 5jährigen Beobachtungen einer Untersuchung zu unterwerfen. Die Beobachtungen des vorhergehenden und nachfolgenden Tages sind immer zu denen gerechnet, welche am Tage einer bestimmten Mondphase stattfanden.

	S.	SW.	W.	NVV.	N.	NO.	O.	SO.	Westliches Maximum	
									Richtung	Stärke
Neumond	8,8	16,5	25,6	11,6	7,9	8,5	10,1	11,1	S. 82,1 VW.	28,05
Erster Octant	9,4	21,6	23,2	14,8	4,9	3,3	8,4	14,4	S. 71,8 VW.	26,6
Erstes Viertel	7,4	22,3	25,6	10,4	5,3	7,4	8,2	13,4	S. 72,4 VW.	31,55
Zweiter Octant	8,9	16,3	28,1	14,7	7,4	5,1	7,7	11,8	S. 87,3 W.	28,9
Vollmond	12,2	18,8	23,5	12,6	6,3	7,5	7,0	12,1	S. 77,2 VW.	26,6
Dritter Octant	6,3	17,5	26,3	15,2	6,9	10,4	9,9	7,4	S. 85,3 VW.	27,45
Letztes Viertel	7,4	14,9	22,8	18,9	8,2	7,8	8,5	11,5	S. 101,4 NVV.	24,8
Letzter Octant	6,1	16,3	27,1	13,4	7,4	8,1	8,7	12,9	S. 85,3 VW.	28,55

Das westliche Maximum fällt also, wenn man eine Differenz von $0^{\circ},6$ unberücksichtigt läßt, am nächsten an S. zur Zeit des ersten Viertels, entfernt sich am meisten zur Zeit des letzten; mit der größten Annäherung an S. fällt das Maximum der Stärke zusammen, mit der größten Abweichung das Minimum derselben.

Nach einer hier nicht aufgestellten Berechnung fällt das Maximum der südwestlichen Winde auf das erste Viertel, ihr Minimum auf das letzte. Für nordöstliche Winde ergab sich ebenso das Minimum zur Zeit der ersten Octanten, und das Maximum zu der des dritten. Das Minimum der nordöstlichen Winde geht also dem Maximum der südwestlichen und das Maximum der nordöstlichen Winde dem Minimum der südwestlichen voraus.

Eine Abhängigkeit der Windverhältnisse von der Mondstellung scheint hiernach nicht zweifelhaft.

XII. *Ertönen von Orgelpfeifen bei veränderlicher Stärke des Anblasens; von Dr. H. Emsmann.*

Bei einem mir zu Gebote stehenden Natterer'schen Apparate kam ich auf den Gedanken, an die Ausströmungsöffnung der Flasche, in welcher das Gas comprimirt wird, eine Orgelpfeife zu stecken und das Ansprechen derselben unter der abnehmenden Stärke des Luftstromes zu beobachten. Es wurde atmosphärische Luft comprimirt, die Pfeife angesetzt und der Hahn geöffnet. Die Pfeife sprach erst unrein an, dann folgte bei abnehmender Stärke des Stromes der reine Grundton: hierauf wurde der Ton wieder unrein und endlich trat eine Pause ein, auf welche jedoch ein reiner hoher Ton folgte, auf welchen schliesslich kurz vor dem Aufhören des Luftstromes und nach kurzer Pause der Grundton nochmals erklang.

Um die Stärke des Luftstromes, welcher jedem Tone entsprechen würde, zu messen, liefs ich von Schäffer und Budenberg zu Buckau bei Magdeburg ein auf die Flasche passendes Manometer anfertigen, welches von 10 zu 10 Pfund Druck eingetheilt ist und bis 280 Pfund oder 20 Atmosphäre Druck reicht. An dem Rohre, welches von der Compressionsflasche zum Manometer führt, ist seitwärts eine Messingröhre mit einfachem, luftdichtschliessendem Hahne angebracht, welche eine ebenso feine Ausströmungsöffnung, wie das Mundstück am Natterer'schen Apparate besitzt und an welche die Orgelpfeife angesteckt werden kann.

Ein vorläufiger, mit einer offenen hölzernen Labialpfeife ausgeführter Versuch, bei welchem das Manometer nur 50 Pfund Druck zeigte, ergab bei voller Oeffnung des Hahnes anfangs den unreinen Grundton, bei 40 Pfund wurde der Ton rein, dann wieder unrein, hörte etwa bei 15 Pfd. auf, so dafs eine vollständige Pause eintrat; darauf sprach bei ungefährl. 10 Pfund die nächst höhere Octave an, welcher bald eine zweite Pause folgte, und zum Schlusse liefs sich der Grundton vernehmen.

Die Versuche wurden öfter und zwar bei verschiedenem anfänglichen Drucke wiederholt. Leider liefsen sich höchstens zwei Versuche hinter einander ausführen und zwar weniger wegen der Anstrengung, welche die Compression erforderte, da mir meine Schüler mit grosser Bereitwilligkeit zur Hand gingen, als wegen der starken Erhitzung der Compressionspumpe, da die an dem Apparate angebrachte Abkühlungsvorrichtung nur unvollkommen wirkt.

Die anfänglich benutzte Pfeife schlug beim Anblasen leicht über; ich ersetzte sie daher durch eine sehr genau über den Kern gearbeitete hölzerne Labialpfeife mit einem aus einer Messingplatte bestehendem Labium und einem Stopfer, der mit der Eintheilung zur Erzeugung der chromatischen Tonleiter versehen ist. Die Pfeife wurde als offene und als gedeckte benutzt. Sie hält 3^{cm} Seite im Quadrat und ist vom Labium an gerechnet 32,8^{cm} lang; mit dem Stopfer giebt sie den tiefsten Ton bei 27,5^{cm} Länge.

Nachdem bereits eine größere Anzahl von Versuchen von mir ausgeführt worden war, fand ich in der Abhandlung Wertheim's über die Geschwindigkeit des Schalles in Flüssigkeiten¹⁾, daß meine Beobachtungen auf Genauigkeit keinen Anspruch haben. Hr. Wertheim konnte bei seinen Versuchen den Druck, unter welchem der Luftstrom steht, constant erhalten, mir war dies nicht möglich, sondern die Stärke des Druckes nahm fortwährend ab. Dadurch war Hr. Wertheim in großem Vortheile und seine Bestimmungen mußten einen entschiedenen Vorzug vor den meinigen haben. Aus diesem Grunde habe ich meine Versuche abgebrochen; indessen scheint es mir immerhin nicht gleichgültig, daß meine Resultate als Bestätigung der Wertheim'schen dienen, so weit sich dieselben auf das Ertönen der Orgelpfeifen beziehen, und dann erlaube ich mir hier eine, wenn auch nicht specielle Mittheilung.

Hr. Wertheim sagt S. 439: »Bei den Pfeifen, selbst den best angesetzt, ist der Grundton nicht ganz fest; er schwankt innerhalb gewisser Gränzen mit der Stärke des Windes« und S. 442: »Bei jedem Tone schwanken die Drucke zwischen weiten Gränzen: Dies ergaben auch meine Versuche sowohl bei offener als bei gedeckter Pfeife. Meist erklang in der offenen Pfeife der Grundton rein bei 85 bis 80 Pfd. Druck und bei höherem und niederem unrein; es zeigte sich aber eine Verschiedenheit je nach der Stärke des Anfangsdruckes. Begann der Druck mit 120 Pfd., so stellte sich der reine Grundton ein bei etwa 105 Pfd., hingegen bei einem Anfangsdrucke von 50 bis 60 Pfd. bei ungefähr 40 Pfd. Den Grund hiervon findet Hr. Wertheim jedenfalls richtig darin, daß die Berichtigungen, welche die Störungen an den beiden Enden der Pfeife — an dem offenen Ende und an dem Aufsnitte — nöthig machen in Bezug auf die Pfeifenlänge, mit der Größe des Druckes oder der Geschwindigkeit des Luftstromes sich ändern (a. a. O. S. 441 u. 438).

»Mit schwachem Drucke, sagt S. 440 Hr. Wertheim, erhält man zuvörderst den Grundton, und indem man den

1) Pogg. Annal. Bd. LXXVII, S. 427 bis 445 und 544 bis 571.

Druck allmählig steigert, bekommt man auch die harmonischen Töne.* Diefs habe ich bei meinen nicht mit gesteigertem, sondern abnehmendem Drucke ausgeführten Versuchen nicht entschieden beobachtet, sondern nur ein Mitklingen anderer Töne wahrgenommen.

Ferner heißt es (S. 440): »Führt man fort den Wind zu verstärken, bis man den letzten harmonischen Ton überschritten hat, so gelingt es oft, sowohl den Grundton als dessen Octave aufs Neue hervorzubringen; allein beide sind etwas tiefer als die entsprechenden Töne der Reihe, die man gewöhnlich beobachtet.« Diefs neue Auftreten des Grundtones, so daß die höhere Octave zwischen dem zweimaligen Ertönen des Grundtones liegt, was mir gerade das Auffallendste ist bei meinem ersten Versuche. Ich kann diefs Phänomen entschieden bestätigen. Wenn bei offener Pfeife der Grundton angesprochen hatte, erhielt ich bei abnehmendem Drucke stets nach einer eingetretenen Pause die höhere Octave und bald darauf nach kurzer Pause beim Aufhören des Luftstromes nochmals den allerdings nur schwach erklingenden Grundton. Die Octave stellte sich ein bei einem Drucke von 10 bis etwa 18 Pfund. Bei dem letzten Ertönen des Grundtones bemerkte ich zufällig, daß der Manometerzeiger eine kleine rückgängige, also wieder vorwärtsgehende, d. h. eine wieder eingetretene Verdichtung anzeigende Bewegung machte. Diese Zeigerbewegung beobachtete ich darauf jedesmal bei dem letzten Ertönen des Grundtones. Diefs Auftreten der Octave zwischen den zweimaligen Ertönen des Grundtones ist von Wertheim nicht erklärt. Derselbe sagt S. 553: »oft geschieht es, daß ein und derselbe Druck zugleich zwei harmonische Töne erzeugt, die zu zwei auf einander folgenden Reihen gehören, und besonders häufig beobachtet man die Coëxistenz der Töne 1 und 3. Die Unregelmäßigkeiten, die man bisweilen in der Ordnung des Aufeinanderfolgens der Töne bemerkt, sind wahrscheinlich derselben Ursache zuzuschreiben.« Es liegt also hier ein noch der Erklärung bedürftiges Phänomen vor. An dem Brummkreisel bemerkt man eine ähnliche Er-

scheinung, an deren Erklärung sich **Sondhaufs, Marx, Savart** und auch ich versucht haben; indessen ist noch kein definitiver Abschluss erzielt.

Ob die gleichen Töne, die bei verschiedener Stärke des Luftstromes auftreten, bei stärkerem Strome etwas tiefer sind, als bei schwächerem, kann ich nicht entscheiden, da bei meiner Beobachtungsmethode eine Messung in dieser Beziehung nicht möglich ist und ich mein Gehör nicht entscheiden lassen kann.

Gedekte Pfeifen verhalten sich anders als offene. Bei starkem Drucke, z. B. bei einem Anfangsdrucke von 120 Pfd., erhielt ich schon bei 100 Pfd. die Quinte; bei schwächerem Anfangsdrucke bei 75 Pfd. und selbst bei 50 Pfd.; es trat dann, nachdem der Ton unrein geworden war, eine Pause ein bei 45 Pfd., respective 35 Pfd. und bei etwa 20 Pfd. erklang der Grundton, auf welchen weiter keine Töne erfolgten, sondern nur beim Unreinwerden ein Mitklingen bemerkt wurde; bei einem Druck von etwa 10 Pfd. trat eine Pause ein und nur bisweilen entstand zuletzt unter rückgängiger Bewegung des Manometerzeigers nochmals der schwache Grundton.

XIII. *Ueber die Umwandlung eines flüssigen Cylinders in gesonderte Kugeln;* *von Hrn. Felix Plateau.*

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus d. *Bull. de l'acad. roy. de Belgique, Sér. II, T. XXIV, 1867.*)

In der zweiten Reihe seiner Untersuchungen über die *Gleichgewichtsfiguren einer flüssigen Masse ohne Schwere* hat mein Vater gezeigt, daß ein sehr langer und flüssiger Cylinder oder, allgemeiner, jede flüssige Gestalt, deren eine Dimension beträchtlich ist gegen die beiden andern, immer von selbst in eine Reihe gesonderter Kugeln zerfällt, und auf

dieses Princip gründete er die Theorie der flüssigen Strahlen, die aus kreisrunden Oeffnungen hervorkommen. Allein seine Versuche erfordern besondere Instrumente, wogegen der Zufall mich auf ein eigenthümliches Verfahren geführt hat, welches die Erscheinung ohne speciellen Apparat darzuthun erlaubt.

Am Ende eines feinen, recht glatten Baumwollenfadens von etwa 0^m,2 Durchmesser und 50 Centm. Länge befestigt man ein Gewicht von einigen Grammen. Nachdem man den Faden sorgfältig mit Wasser getränkt und in demselben bewegt hat, um alle anhaftende Luft zu vertreiben, läßt man ihn, am freien Ende gehalten, in ein mit Wasser gefülltes Gefäß von 40 Centm. Höhe hinab. Hierauf zieht man ihn recht lothrecht und mit möglichst gleichförmiger Geschwindigkeit heraus, läßt jedoch das untere Ende in der Flüssigkeit verweilen. Die zu dieser Operation angewandte Zeit darf nicht über fünf bis sechs Zehntel der Sekunde betragen. Man sieht nun den Faden in der ganzen Länge, die eingetaucht war, besetzt mit einer Reihe verlängerter Wasserperlichen, ziemlich regelmäfsig vertheilt, deren Mittelpunkte fast 5 Millimeter von einander abstehen.

Wenn der Faden hinreichend unbewegt gehalten wird, können die Wasserperlen wohl an zehn Secunden in ihren respectiven Lagen erhalten werden. Nach Ablauf dieser Zeit sinken mehre von ihnen hinab und vereinigen sich mit den tiefer gelegenen, wodurch die Abstände dieser kleinen Massen und die Durchmesser derselben gröfser werden. Diese Veränderung, die zuletzt alle Flüssigkeit am Faden nach unten führt, ist anfangs langsam und beschleunigt sich in dem Maafse als die Perlen voluminöser werden.

Mit einem dickeren Faden und einer gröfseren Eintauchungs-Geschwindigkeit sind die flüssigen Massen gröfser und abständiger, und die Veränderung beginnt fast unmittelbar.

Will man die Erscheinung noch regelmäfsiger und zugleich leichter beobachtbar haben, so wende man einen dünnen mit Gewicht beschwerten Baumwollenfaden an, und

nehme Baumöl statt des Wassers. Bei dieser zäheren Flüssigkeit muß man den wohl getränkten und von Luft befreiten Faden mit schwächerer Geschwindigkeit herausziehen, und wenn er bis auf sein unteres Ende, welches eingetaucht bleiben muß, vollständig herausgezogen ist, muß man sein freies Ende an einem über dem Gefäß befindlichen Gestell befestigen. Wie bei dem vorhergehenden Versuch ist der Faden nun bedeckt mit Perlen, die aber fast vollkommen regelmäßig gelagert sind; ihr Durchmesser ist ungefähr $0^{\text{m}},5$, ihre Mittelpunkte liegen $2^{\text{m}},5$ auseinander, und man zählt fast hundert auf einem Faden von 25 Centm. Länge. Diese äußerst zarte Halsschnur hält sich ohne merkliche Veränderung eine halbe Minute lang. Die Veränderungen, die alsdann eintreten, sind sehr langsam und sehr gering, so daß sie das Aussehen des Ganzen kaum nach zehn Minuten merklich modificiren.

Wenn die Capillarkräfte, welche die Umwandlung der verlängerten flüssigen Gestalten bedingen, nicht vorhanden wären, so würde der Faden, welcher eine gewisse Menge von Flüssigkeit mit sich schleppt, sich, nach dem Herausziehen, einfach überzogen erweisen mit einer flüssigen Schicht, die rings um ihn eine fast cylindrische Gestalt besäße; allein, da die besagten Kräfte fortwährend da sind, so gehorcht der flüssige Cylinder ihrer Wirkung, in dem Maasse als der Faden herausgezogen wird, und somit bilden sich dabei die kleinen Perlen rasch eine nach der anderen. Diese kleinen Massen streben zur Kugelbildung, allein der Faden, der durch sie geht, zwingt sie zur Annahme einer etwas länglichen Gestalt, und sie bilden in Wirklichkeit Stücke von der Figur, welche mein Vater *Unduloïde* genannt hat.

Bei dem obigen Versuch geschieht, wie gesagt, die Umwandlung successive; allein es ist leicht, ihn so anzustellen, daß sie längs den ganzen Faden gleichzeitig erfolgt. Dazu braucht man nur statt des vertikalen Fadens einen horizontalen anzuwenden. Dazu spannt man den etwa 20 Centm. langen Faden als Sehne zwischen den Enden eines kleinen Holzbogens aus und gießt die Flüssigkeit auf einen Teller.

Auf diese Weise kann man den Faden, nachdem er in die Flüssigkeit getaucht und wohl mit ihr getränkt ist, in horizontaler Lage herausziehen. Die Perlehen erscheinen dann auf einmal und halten sich ins Unbestimmte in ihrer Lage, sobald man nur die Horizontalität des Fadens bewahrt. Mit Oel ist das Resultat ebenso regelmäfsig wie beim vertikalen Faden, allein mit Wasser läfst die Regelmäfsigkeit etwas zu wünschen übrig. Die kleinen Unvollkommenheiten entspringen aus den Unebenheiten des Fadens, was daraus hervorgeht, dafs, wenn man den Versuch mehrmals mit demselben Faden wiederholt, sie stets an denselben Stellen auftreten.

Mein Vater hat auch gezeigt, dafs bei der Zerfällung des Cylinders in gesonderte Kugeln, der Cylinder damit anfängt sich in abwechselnd aufgeschwollene und verengte Portionen zu theilen, und dafs die Verengungen immer tiefer werden bis sie abreißen, während die Anschwellungen sich vergrößern. Will man diese Bildung von Anschwellungen und Verengungen beobachten, so genügt es, das Verfahren mit dem vertikalen Faden folgendermafsen abzuändern.

Man bedient sich noch des Oels, allein statt des Baumwollenfadens nimmt man einen recht geraden Stahldraht, z. B. eine Stricknadel, von 0^{mm},8 Durchmesser und 25 Centm. Länge. Man macht zunächst die Oberfläche desselben leicht benäfsbar, indem man sie auf einige Minuten in verdünnte Salpetersäure taucht, dann mit vielem Wasser abwäscht und vollkommen trocknet. Will man den Versuch anstellen, so reibt man den Draht mit eingeöltem Papier ab, taucht ihn dann *vertikal* in die Flüssigkeit, und zieht ihn nun nach einer, kaum 1",5 übersteigenden Zeit wieder heraus.

Anfangs sieht man seine Oberfläche überzogen mit einer fast gleichförmigen Oelschicht, die blofs nach unten etwas dicker ist; allein nach ungefähr einer Secunde schnürt sich diese Schicht von Abstand zu Abstand zusammen, während sie an den Stellen dazwischen anschwillt, mit solcher Lang-

samkeit, das man es sehr gut beobachten kann; dann werden die Einschnürungen tiefer und die Anschwellungen höher, entfernen sich auch mehr von einander; solcher Gestalt bilden sich gesonderte Massen, welche, von der Schwerkraft gezogen, längs dem Stahldraht hinabsinken und sich mit der Flüssigkeit im Gefäß vereinigen; man kann deren bis 50 haben.

Die Bildung der Einschnürungen und Anschwellungen beginnt unten am Draht und steigt allnählig bis oben. Wenn die Erscheinung nicht gleichzeitig in allen Höhen eintritt, so geschieht es, weil der Draht offenbar ein Hinderniß zur Umwandlung darbietet; diese erfolgt also vorzugsweise dort, wo die Schicht am dicksten ist, also nach unten; man kann dies leicht erweisen, wenn man eine dickere Stricknadel, z. B. eine von 2 Mill. Durchmesser, anwendet. In diesem Fall ist das Verhältniß zwischen dem Radius der soliden Axe und der Dicke der Oelschicht dermaßen ungünstig, das man nur noch Spuren von Einschnürungen und Anschwellungen nach unten hin bekommt.

XIV. *Bemerkung über das Minimum der prismatischen Ablenkung; von K. L. Bauer.*

Als ich Bd. 131, S. 437 etc. dieser Annalen die Beweise des Satzes von der prismatischen Minimalablenkung besprach, war mir der richtige und gute Nachweis v. Ettingshausen's, den ich seitdem durch Kūlp's Lehrbuch der Physik kennen gelernt, noch unbekannt. Ich erlaube mir, denselben nach meiner früher gebrauchten Bezeichnung kurz zu reproduciren und eine hierauf bezügliche, eine zweckmäßig scheinende Modification, sowie eine Bemerkung zu meinem erwähnten Aufsätze beizufügen.

Die unmittelbar vorliegenden Gleichungen sind:

$$A = \alpha + \alpha' = b; \quad \beta + \beta' = b;$$

$$\sin \alpha = n \sin \beta; \quad \sin \alpha' = n \sin \beta';$$

sie lassen sogleich erkennen, daß die Aenderungen von β und β' und diejenigen von α und α' stets mit entgegengesetzten Vorzeichen behaftet sind. Führen wir nun, von dem Falle ausgehend, wo α seinen kleinsten und α' seinen größten Werth hat, die Ablenkung A durch alle möglichen Werthe, d. h. nehmen wir $d\alpha$ stets positiv und $d\alpha'$ stets negativ, so ist klar, daß A so lange abnimmt, als $\frac{d\alpha}{-d\alpha'} < 1$,

und so lange wächst, als $\frac{d\alpha}{-d\alpha'} > 1$ ist. Um zu entscheiden, welche Bedingungen diese Ungleichungen erfüllen, ist die Kenntniß eines geeigneten Ausdruckes für $\frac{d\alpha}{-d\alpha'}$ erforderlich; v. Ettiſghausen differenzirt daher die drei letzten der oben angegebenen vier Beziehungen, findet hieraus $\frac{d\alpha}{-d\alpha'} = \frac{\cos \alpha' \cos \beta}{\cos \alpha \cos \beta'}$ und macht dann die Bemerkung, daß die Ungleichungen $\frac{d\alpha}{-d\alpha'} \leq 0$ erfüllt seyen, wenn

$$\cos \alpha' \cos \beta - \cos \alpha \cos \beta' \leq 0,$$

mithin auch, wenn

$$n^2 \cos^2 \alpha' \cos^2 \beta - n^2 \cos^2 \alpha \cos^2 \beta' = (1 - \sin^2 \alpha')(n^2 - \sin^2 \alpha) - (1 - \sin^2 \alpha)(n^2 - \sin^2 \alpha')$$

$$= (n^2 - 1)(\sin^2 \alpha - \sin^2 \alpha') \leq 0 \text{ sey. Hierauf ist klar, daß}$$

$\frac{d\alpha}{-d\alpha'} \leq 1$ ist, wenn $\alpha \leq \alpha'$ ist. Die Ablenkung nimmt also von dem oben bezeichneten Anfangswerthe an beständig ab, bis α den besondern Werth α_0 erreicht hat, bei welchem $\alpha = \alpha'$ wird, geht aber sodann durch fernere Vergrößerung des α in fortwährendes Wachsen über; dies zeigt, daß A unter der Bedingung $\alpha = \alpha' = \alpha_0$ seinen Minimalwerth annimmt.

In Hinsicht auf die Gleichung $\frac{d\beta}{d\beta'} = -1$ und auf die einfachen, früher von mir gegebenen Ausdrücke für $\frac{d\alpha}{-d\alpha'}$

dürfte sich der soeben angegebene Beweis zweckmäßig so abändern lassen, daß man setzte

$$\frac{d\alpha}{d\alpha'} = \frac{d\alpha}{d\beta} : \frac{d\alpha'}{d\beta} = \frac{\sqrt{n^2 + m^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}}{\sqrt{n^2 + m^2 \operatorname{tg}^2 \alpha'}}$$

und hieran die vorherigen Schlüsse knüpfte. Wollte man den Beweis in ein *elementares* Gewand kleiden, so würde man d durch A ersetzen, nach S. 475 des citirten Aufsatzes die Gleichung $\frac{\xi}{\varepsilon} = \frac{A\alpha}{A\beta} = \frac{n \cos \beta}{\cos \alpha}$ ableiten und den Quotienten rechts, wie S. 472 bis 473 gezeigt, in $\sqrt{n^2 + m^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}$ umwandeln.

Ferner wird man bemerken, daß die Bildung des zweiten Differentialquotienten $\frac{d^2 A}{d\beta^2}$ (S. 478 des Citats) streng genommen überflüssig war, indem der Beweis bereits durch die Gleichung

$$\frac{dA}{d\beta} = \sqrt{n^2 + m^2 \operatorname{tg}^2 \alpha} - \sqrt{n^2 + m^2 \operatorname{tg}^2 \alpha'}$$

geliefert ist, welche unmittelbar aussagt, daß bei einer Zunahme des β , mithin auch des α , die Ablenkung A so lange abnimmt, als $\alpha < \alpha'$ bleibt, und so lange wächst, als $\alpha > \alpha'$ ist; auch hier könnte natürlich ebenso leicht wie vorhin eine elementar-mathematische Umgestaltung vorgenommen werden.

Karlsruhe, im November 1867.

Namenregister

zum

Jahrgang 1867.



(Die Bände 130, 131, 132 sind durch XXX, XXXI, XXXII bezeichnet.)

A.

- Akin, K., Erwidr. auf e. Notiz von Emsmann, XXX, 162 u. XXXI, 561. — Ueber Calcescenz u. Fluorescenz XXXI, 554.
- Andrews, Th., Ueb. d. Identität des d. Jodkalium zersetzend. Körpers i. d. Atmosphäre m. d. Ozon XXXI, 659.
- Arndt, Die Gesamtvergrößer. d. Mikroskops nach Nägeli und Schwendler, XXX, 159.
- Ueber d. Einfluss d. Beweg. d. Tonquelle auf d. Tonhöhe XXX, 587. — Ueb. d. elektromotorische Kraft d. Gasbatterie u. d. Voltasch. Polarisation XXXII, 456.
- Bezold, W. v., Ueb. binoculares Sehen XXX, 424.
- Boguslawski, G. v., Ueber d. kosmische Theorie d. Feuermeteore XXX, 165. — Das November-Phänomen d. Sternschnuppen von d. ältesten Zeiten bis 1866, XXX, 471.

B.

- Baïlle, J. B., Brechungsindex d. Thonerdeglass XXXII, 176. — Ueb. d. Verändr. d. Dispersion bei Flüssigkeiten durch Erwärm. XXXII, 319.
- Bauer, K. L., Ueber d. Brechung d. Lichts u. d. Minimum d. prismat. Ablenk. XXXI, 472. — Bemerkung üb. d. Maximum d. prismatischen Ablenkung XXXII, 658.
- Beetz, W., Ueber d. Töne rotirender Stimmgabeln XXX, 313. — Ueber negative Fluorescenz u. Phosphorescenz XXX, 367. — Ueber Winkelmessen, Nivelliren und Distanzmessen mit der Mikrometerschraube XXXI, 644. — Siehe v. Niefel und v. Kruspér.
- Brezina, A., Ueb. d. Verfahren mit d. Stauroskop XXX, 141.
- Brio, A., Krystallsystem u. opt. Verhältnisse des ameisens. Kadmiumoxyd-Baryts XXX, 331. — Opt. Untersuch. d. Kratll. d. unterschwefels. Baryts XXX, 643.
- Buchner, O., Die Meteoriten in Sammlungen (dritter Nachtrag) XXXII, 311.

Buff, H., Ueber d. Vertheilungs-Einfluss d. elektr. Stromes auf d. Masse seines eignen Leiters XXX, 337.

Bunsen, R., Ueb. d. Temperatur d. Flammen d. Kohlenoxyds und d. Wasserstoffs XXXI, 161.

C.

Chautard, J., Ueb. d. Magnetism. u. Diamagnetism. d. Gase XXXI, 656.

D.

Desains, P., Ueber d. Anwend. d. Rheometers mit zwei Drähten bei Versuch. üb. strahl. Wärme XXX, 171. — Ueb. die absorbierende Wirk. gewisser flüchtiger Flüssigkeit. u. deren Dämpfe auf d. Wärme einer Lampe mit Glaschornstein XXXI, 491.

Dove, H. W., Ueb. d. Anwend. d. mit Silber belegt. Gläser als Blendgläser XXX, 335. — Opt. Notizen XXXI, 651 und XXXII, 474.

Dronke, A., Ueb. Bild. v. Gypskristallen XXXII, 472.

E.

Edlund, E., Ueb. d. Vermögen d. galvan. Stroms, d. Volum fester Körper unabhängig von der entwickelten Wärme zu verändern XXXI, 337. — Untersuch. üb. d. galvan. Lichtbogen XXXI, 586.

Emsmann, H., Ueber d. Windverhältn. zu Berlin XXXII, 636. — Ertönen von Orgelpfeifen bei veränderl. Stärke des Anblasens XXXII, 650.

F.

Feddersen, B. W., Ueber die Theorie d. Stromverzweigung bei d. oscillator. Entladung u. die „äquivalente Länge“ von Knochenbauer XXX, 439.

Fizeau, H., Ueb. d. Eigenschaft d. Jodsilbers, sich in d. Wärme zusammenzuziehen, u. in d. Kälte auszudehnen XXXII, 292.

Frankenheim, F., Die Gruppierung der Moleküle in Krystallen XXXII, 632.

Freese, C., Ueb. e. Verbind. d. Eisens mit d. Phosphor XXXII, 225.

G.

Gerlach, H., Beitr. z. mechan. Theorie des elektrischen Stroms XXXI, 480.

Goppelsröder, F., Ueber eine fluorescirende Substanz aus dem Kubaholz XXXI, 464.

Graham, Th., Ueb. d. Einschluss v. Wasserstoffgas im Meteoreisen XXXI, 151.

Guthrie, F., Ueber Tropfen und Blasen XXXI, 128.

H.

Haagen, A., Bestimm. der Brechungsexponent. u. spec. Gewichte einiger flüss. Haloidverbindungen XXXI, 117.

Hanckel, W., Neue Theorie der elektr. Erscheinungen (Zweiter Artikel) XXXI, 607. — Ueb. d. thermo-elekt. Eigenschaften des Bergkrystalls XXXI, 621. — Ueb. e. Apparat z. Mess. kleiner Zeiträume XXXII, 134.

Hempel, O., Elektr. Leitungsfähigkeiten des untersalpeters. Gases, XXX, 175.

- Hoffmann, C., Ueb. d. bei Elektrolisa d. Wassers auftretenden Mengen von Ozon und Antozon XXXII, 607.
- Hoh, Th., Merkwürd. Blitzschlag XXXI, 494. — Zur Geschichte d. Fluorescenz XXXI, 658.
- Holtz, W., Darstellung d. elektr. Funkens in Glas mit besonderer Berücksichtigung d. Elektrisirmaschine XXX, 118. — Ueber die höhere Ladung isolirender Flächen durch Seiten-Anzieh. u. d. Uebertrag. dieses Prinzips auf d. Influenzmaschinen XXX, 128 u. 168. — Ueber Influenzmaschinen für hohe Dichtigkeit mit festen influenzirend. Flächen XXX, 287.
- J.
- Janssen, Ueb. d. Natur d. Gase des Vulcans auf Santorin XXXI, 657.
- Jenzsch, G., Ueb. d. beim Quarz vorkommend. sechs Gesetze regelmäßiger Verwachsung. mit gekreuzt. Hauptaxen XXX, 597.
- Jungk, C. G., Ueber d. Diffusion d. Wasserdampfs durch trockne atmosphär. Luft u. einige andere hygroskop. Erschein. XXX, 1.
- K.
- Kiesling, H., Ueb. d. Schall-Interferenz einer Stimmgabel XXX, 177.
- Kindt, Phosphorescenzlicht XXXI, 160.
- Klinkerfues, s. Sohncke.
- Knoblauch, H., Ueber Interferenzfarben d. strahlenden Wärme XXXI, 1.
- Knochenhauer, s. Feddersen.
- Kohlrausch, F., Ueber e. selbstthätig. Regulator für den galvan. Strom XXXII, 266.
- Kremers, P., Ueber d. relative Volum d. Verbindd. erster Ordnung XXX, 77. — Ueb. d. relative Wärmecapacität dieser Verbindd. XXXII, 425. — Ueber d. Affinität dieser Verbindd. XXXII, 551.
- Kruspér, J. v., Bemerkungen zum Aufsatz von C. Bohn über d. Stampfer'sche Instrument XXX, 637.
- L.
- Lindig, F., Erwidr. auf Schiff's Mittheilung über sog. übersättigte Lösungen XXX, 144.
- Listing, J. B., Ueber d. Grenzen der Farben im Spectrum XXXI, 564.
- Lommel, E., Theorie d. Abendröthe u. verwandt. Erscheinungen XXXI, 105.
- Lorenz, L., Ueber die Identität d. Schwingg. d. Lichts mit den elektr. Strömen XXXI, 243.
- M.
- Mach, E., Longitudinal-Wellenmaschine XXXII, 174.
- Magnus, G., Ueb. d. Einfluss d. Vaporhäsion bei Versuchen über Absorpt. d. Wärme XXX, 207.
- Mascaret, Ueber d. Richtung d. Schwingg. im polarisirten Licht XXXI, 153.
- Matthiessen, A., Ueber die Ausdehn. d. Metalle und Legirungen durch die Wärme XXX, 50.
- Melde, F., Ueber eine eigenthümliche Art, Klangpulse zu erzeugen und zu zählen, XXXI, 435.
- Mitscherlich, A., Neue Methoden z. Bestimm. d. Zusammensetz. organ. Substanzen XXX, 536.
- Morren, A., Ueber d. elektr. Leitungsfähigk. d. Gase unter schwachem Druck XXX, 612.
- Müller, J., (Freiburg) Das Fluor-

escenzspectrum d. elektr. Lichts
XXX, 137.

Müller, Jac., (Zürich). Zur Diop-
trik d. Linse XXX, 100.

N.

Neumann, E. C. O., Foucault's
Gyroskop vereinfacht u. verbessert
XXXII, 465.

Nicklès, Farben-Auslösch. durch
künstl. Lichter XXX, 175.

Niesel, G. v., Ueber d. Instru-
mente u. Methoden z. Bestimm.
von Vertical- und Horizontal-Di-
stanzen nach Stampfer XXX,
457. — Berichtigung zu Hrn.
C. Bohn's Bemerkungen: Ueber
Winkelmessen usw. mit der Mi-
krometerschraube XXXII, 628.

P.

Pelouze, Thonerdeglass XXXII,
176.

Pfaundler, L., Beitr. zur chem.
Statik XXXI, 55.

Philipp, J., Ueber d. Verhalt. d.
Rhodankaliums gegen d. Salze d.
Quecksilbers, XXXI, 86.

Plateau, J., Experiment. u. theo-
ret. Untersuch. über die Gleich-
gewichtsfiguren einer flüssigen
Masse ohne Schwere (Sechste
Reihe) XXX, 149. — Do. (Sie-
bente Reihe) XXX, 264.

Plateau, F., Ueber die Umwand-
lung eines flüssigen Cylinders
in gesonderte Kugeln XXXII, 654.

Poggendorff, J. C., Sprachliche
Bemerk. XXX, 176. — Ueber d.
elektrische Rotation XXXI, 495
und 655. — Elektroskopische No-
tizen XXXI, 631. — Eine elek-
trische Bewegungs-Erscheinung
XXXI, 635. — Ueber d. Wärme-
Entwickl. in der Luftstrecke elek-
trischer Entladungen XXXII, 107.

Q.

Quincke, G., Ueber die Fortfüh-
rung von Materie durch den elek-
trischen Strom XXXI, 150. —
Ueber d. verschiedenen Methoden.
Lichtstrahlen interferiren zu las-
sen XXXII, 29. — Ueber den
Jamin'schen Compensator und
e. neue Methode, den Brechungs-
exponenten von Plangläsern für
verschiedene Fraunhofer'sche
Linien zu bestimmen XXXII, 204.
— Ueber Beugungs-Erscheinun-
gen, die durch durchsichtige La-
mellen hervorgebracht werden
XXXII, 321. — Ueber eine neue
Art von Beugungs-Erscheinungen
und die Phasenänderung der Licht-
strahlen bei totaler und metalli-
scher Reflexion XXXII, 561.

R.

Rammelsberg, C., Ueber d. Zu-
sammensetz. d. Franklinitis XXX,
146. — Ueber d. phosphorig.
Salze XXXI, 263 u. 359. — Do.
zweiter Artikel XXXII, 481.

Rath, G. vom, Mineralog. Mit-
theilungen (Fünfte Fortsetzung)
XXXII, 372 u. 517.

Reusch, E., Einige Beob. an
Glasthränen XXX, 494. — Re-
flexion und Brechung d. Lichts
an sphär. Flächen, unter Voraus-
setz. endl. Winkel XXX, 497. —
Ueber e. besondere Gattung von
Durchgängen im Steinsalz u. Kalk-
spath XXXII, 441. — Ueber d.
sogenannte Lamellarpolarisation d.
Alauns, XXXII, 618.

Riemann, B., Beitrag zur Elek-
trodynamik XXXI, 237.

Riefs, P., Ueber elektr. Einbie-
gungen XXXI, 149. — Ueber Dop-
pel-Influenz u. die Theorie der
Elektrophormaschinen XXX, 213.
— Ueber Franklin's elektr.
Bratenwender XXXII, 479. —

- Ueber Influenz einer nicht leitenden Platte auf sich selbst XXXII, 592.
- Rive, A. de la, Ueber die Fortpflanzung d. Elektrizität in elast. Flüssigkeiten, besonders über die Schichtung d. elektr. Lichts bei dieser Fortpflanzung XXXI, 446 u. 577.
- Roscoe, H. E., Ueber d. chem. Intensität des gesammten Tageslichts zu Kew u. Pará, XXXII, 404.
- Rühlmann, R., Ueber die Aendr. d. Fortpflanzungsgeschwindigk. d. Lichts im Wasser durch die Wärme XXXII, 1 und 177.
- Siemens, W., Ueber d. Umwandl. von Arbeitskraft im elektr. Strom ohne Anwendung permanent. Magnete, XXX, 332.
- Sohncke, L., Die Gruppierung d. Moleküle in Krystallen XXXII, 75. — Ueber d. Einfluss d. Beweg. d. Lichtquelle auf d. Brechung; kritische Bemerkungen zur Entdeck. v. Klinkerfues XXXII, 279.
- Soret, J. L., Untersuch. über d. Dichtigkeit d. Ozons XXXII, 165.
- Stieren, E., Zur Spectral-Analyse; XXXII, 469.
- T.
- Töpler, A., Zur Construction u. Leistung d. Elektrophor- oder Influenzmaschine XXX, 518. — Opt. Studien nach der Methode der Schlierenbeob. XXXI, 33 u. 180.
- S.
- Sainte-Claire-Deville, H., Ueber d. Eigenschaften des Jodsilbers XXXII, 307.
- Schiff, s. Lindig.
- Schmidt, W., Seine Metallthermometer XXX, 176.
- Schneider, R., Bemerkungen zu v. Sommaruga's Abhandl. über d. Aequivalente des Nickels und Kobalts XXX, 303.
- Schöne, E., Ueber d. Krystallis. Kaliumhydrat XXX, 147. — Ueb. d. Verbindd. des Schwefels mit d. Alkalien XXXI, 380.
- Schrauf, A., Vorläuf. Notiz über d. Ableitung d. Krystallgestalten aus den Grundstoffen mittelst der opt. Atomzahlen XXX, 433.
- Schröder van der Kolk, H. W., Ueber d. mechanische Energie d. chem. Verbindd. XXXI, 277 und 408. — Ueber die Associationstheorie XXXI, 425.
- Schwendler, L., Ueb. d. zweckmäßigsten Widerstand d. Galvanometers beim Messen von Widerständen mittelst d. Wheatstone'schen Brücke XXX, 574.
- Secchi, Neue Beobb. über d. Spectra d. Fixsterne XXXI, 156.
- V.
- Voit, E., Ueber d. Diffusion von Flüssigkeiten XXX, 227 u. 393.
- W.
- Wangerin, A., Die Theorie der Newton'schen Farberinge, XXXI, 497.
- Weber, Rud., Beitr. z. Kenntn. des Bleikammerprocesses XXX, 277. — Ueber d. Verbindd. des Platin- u. d. Goldchlorids, XXXI, 441. — Ueber einige Verbindd. d. Titanchlorids XXXII, 452.
- Websky, M., Ueber e. Beobachtungs-Apparat z. Ausführ. goniometr. Mess. an unvollkommenen Krystallen oder sehr kleinen Flächen XXXII, 623.

Weyl, W., Ueber d. Tetra-Mercur-Ammoniumoxyd und seine Verbindungen XXXI, 524.

Z.

Zettnow, E., Beitr. z. Kenntn. d. Wolframs u. seiner Verbindd.

XXX, 16 u. 240. — Gang d. qualit. chem. Analyse z. Auffindung d. häufiger vorkommenden Stoffe ohne Anwend. v. Schwefelwasserstoff oder Schwefelammon. XXX, 324.

Zirkel, F., Ueber d. mikroskop. Zusammensetzung d. Phonolithe XXXI, 298.



530.5

A 613

V. 132

1867



