III. Ueber Dispersion ultrarother Strahlen; von Heinrich Rubens.

(Hierzu Tafel II–IV.)

Während man über die Aenderung des Brechungs-exponenten mit der Wellenlänge im ultravioletten Theile des Spectrums durch die Untersuchungen von Esselbach¹⁾, Mascart²⁾, Soret³⁾, Sarasin⁴⁾ und anderer hinreichend orientirt ist, sind Messungen der Dispersion im Ultrarother bisher nur in geringer Zahl gemacht worden. Es existiren auf diesem Gebiete meines Wissens nur die Arbeiten der Hrn. Monton⁵⁾ und Langley⁶⁾, in welchen Dispersionsbestimmungen an Quarz, Flintglas und Steinsalz vorgenommen werden.

Hrn. Monton gelang es mit Hülfe eines wenig einfachen, aber sehr sinnreichen Verfahrens die Dispersion im Quarz und Flintglas bis $2,14\mu$, also etwa bis zu der dreifachen Wellenlänge der Linie a zu verfolgen, während Hr. Langley an der Hand der von ihm ersonnenen Methode, welche im Wesentlichen auf der Vergleichung des Diffractions- und Dispersionsspectrums beruht, seine Messungen im Steinsalz bis $5,3\mu$, also nahezu der zehnfachen Wellenlänge der grünen E -Linien ausdehnen konnte.

Dieses werthvolle Resultat konnte jedoch nur durch Anwendung ausserordentlicher Hilfsmittel erreicht werden. Die Benutzung eines eigens zu diesem Zweck hergestellten Rowland'schen Gitters und einer Wärmequelle von ungewöhnlich grosser Energie, sowie eine bisher unübertroffene Empfindlichkeit des Bolometer waren bei diesen Versuchen unerlässlich.

1) Esselbach, Pogg. Ann, 98. p. 513 und p. 527, 1865.

2) Mascart, Ann. de l'école 1. p. 263. 1864 u. 4. p. 7. 1867.

3) Soret, Ann. de Chim. et de Phys. (5) 11. p. 72. 1875.

4) Sarasin, Arch. des sc. phys. (3) 10. p. 303. 1883.

5) Monton, Compt. rend. p. 1078 und 1189. 1879.

6) Langley, Wied. Ann. 22. p. 598, 1884 und Ann. de Chim. et de Phys. (6) 9. p. 433. 1886.

Bei den nachfolgenden Messungen habe ich mich einer Methode bedient, welche auch bei Anwendung geringerer Hilfsmittel es gestattet, den Gang der Dispersion im Ultrarothern messend zu verfolgen und es möglich macht, zu noch grösseren Wellenlängen fortzuschreiten.

Beschreibung der Methode.

Die Strahlen einer intensiven Lichtquelle A wurden durch eine Linse (l_1) parallel gemacht und dann unter 45°

Fig. 1.

an zwei aufeinander gepressten ebenen Glasplatten (P und P') reflectirt, zwischen welchen sich eine planparallele Luftschicht von geringer Dicke befand. Durch eine zweite Linse (l_2) wurden die Strahlen in der Spaltebene eines Spectrometers wieder vereinigt. Es entstehen auf diese Weise vier Bilder der Lichtquelle, welche ihren Ursprung von den vier reflectirenden Flächen der beiden Glasplatten P und P' haben. Die beiden mittleren Bilder, welche von der Reflexion an der Rückwand der vorderen und der Vorderwand der hinteren Platte herrühren und wegen der geringen Dicke der Luft-

schicht für das Auge vollkommen zusammenfallen, bedecken den Spalt (s) des Spectrometers gleichmässig auf seiner ganzen Länge, während die beiden übrigen Bilder rechts und links von dem Spalt sichtbar sind.

Im Fernrohr des Instrumentes gewahrt man alsdann das Spectrum durchzogen von verticalen Interferenzstreifen, welche von dem Gangunterschied der beiden an den Grenzflächen der dünnen Luftschicht reflectirten Strahlenbüschel herrühren, und zwar erscheinen die Strahlen aller Wellenlängen λ ausgelöscht, für welche die Beziehung besteht:

$$\begin{aligned} m \cdot \lambda_m &= 2d \cdot \cos \alpha = K \\ (m+1) \cdot \lambda_{m+1} &= 2d \cdot \cos \alpha = K \\ &\dots \dots \dots \end{aligned}$$

worin d die Dicke der Luftschicht, α den Einfallswinkel der Strahlen (in unserem Falle 45°) und m eine bestimmte ganze Zahl bedeuten.

Calibriert man das Prisma im sichtbaren Gebiet auf Wellenlängen, was bei meinen Beobachtungen regelmässig mit Hülfe der drei sichtbaren Wasserstofflinien und der Natriumlinie geschah, so ergeben sich durch graphische Interpolation die den dunkeln Streifen zugehörigen Wellenlängen λ und man erhält ein System von linearen Gleichungen mit den beiden Unbekannten m und $K = 2d \cdot \cos \alpha$. Diese Grössen lassen sich umso genauer ermitteln, je mehr Streifen, also auch je mehr Gleichungen vorhanden sind. Es sei nun die Constante K und die Ordnungszahl m für einen beliebigen Streifen, z. B. für den letzten Streifen im Roth an der Grenze des sichtbaren Spectrums nach dieser Methode berechnet, so ist die Wellenlänge des ersten Streifens im Ultraroth gegeben $\lambda_{m-1} = K/(m-1)$, die des zweiten $\lambda_{m-2} = K/(m-2)$ und so fort.

Wenn man das Fadenkreuz des Beobachtungsfernrohrs durch den temperaturempfindlichen Widerstand eines Linearbolometers ersetzt, so gelingt es ohne Schwierigkeit, die Lage dieser Interferenzstreifen auch im Ultraroth genau zu bestimmen. Man erhält so eine Reihe von Brechungsexponenten, von welchen die zugehörigen Wellenlängen bekannt sind und ist in der Lage, den Gang der Dispersion auch im Ultraroth zu verfolgen.

Beschreibung der Apparate.

Bei meinen Untersuchungen standen mir zwei Spectrometer gleicher Construction von Schmidt und Hänsch zur Verfügung. Das eine davon wurde lediglich zu optischen Messungen benutzt; es wurden mit Hülfe desselben die brechenden Winkel sämtlicher Prismen, sowie der absolute Betrag des Brechungsexponenten für eine Linie des Spectrums ermittelt. Das andere Instrument diente ausschliesslich zur Bestimmung der Dispersion. An Stelle des Oculars im Beobachtungsfernrohr enthielt dasselbe ständig das Linearbolometer, dessen Construction weiter unten beschrieben werden soll. Durch eine automatisch wirkende Vorrichtung (*B*) war der Prismentisch gezwungen, die Drehungen des Bolometerarmes genau in halbem Betrag mit zu machen, sodass das Prisma, für irgend eine Wellenlänge auf Minimum der Ablenkung gestellt, die Minimumstellung auch in allen übrigen Lagen des Bolometerarmes beibehielt. Diese Einrichtung gestattete es, aus der Ablenkung α und dem brechenden Winkel C den Brechungsexponenten nach der einfachen Formel:

$$n = \frac{\sin \left(\frac{C + \alpha}{2} \right)}{\sin \frac{C}{2}}$$

zu berechnen.

An dem Theilkreis des Instrumentes waren Ablesungen bis auf 10 Secunden möglich. Indessen geschahen aus rein practischen Gründen die Einstellungen des Bolometerarmes auf bestimmte Winkel gewöhnlich mit Hülfe einer mit Trommeltheilung versehenen Mikrometerschraube. Durch Vergleichung mit der Kreistheilung des Instrumentes waren die Kopftheile derselben genau im Bogenmaass ausgewerthet; trotzdem wurden während einer jeden Versuchsreihe auch Ablesungen am Theilkreis vorgenommen, um die Richtigkeit der Einstellung zu controliren. Es ergaben sich hierbei niemals Abweichungen, welche eine Minute überstiegen.

Die Fassung für die Bolometerwiderstände war einem im Besitze des Instituts befindlichen Langley'schen Bolometer entnommen. Sie bestand aus einem Tubus von Ebonit,

auf dessen Innenfläche vier Contactstifte angebracht waren, die mit vier aussen befindlichen Klemmschrauben in leitender Verbindung standen, einem Ocular und einigen kreisförmigen Dosen aus Hartgummi, in der Mitte mit rechteckigem Ausschnitt versehen, in welche die Bolometerwiderstände einzusetzen waren. Die vier Enden der beiden Widerstände, von denen sich der zur Belichtung bestimmte genau in der Mitte der Dose, also gegenüber den Diaphragmen befand, während der andere seitlich angebracht war, wurden durch kreisrunde Metallhülsen gebildet. Diese konnten über die erwähnten vier Contactstifte geschoben werden, wodurch gleichzeitig die Befestigung der Dose und leitende Verbindung der Drahtenden mit den äusseren Klemmen bewirkt wurde.

Als Material für die Bolometerwiderstände wurde nach Maassgabe des Umstandes, ob in dem betreffenden Fall auf grosse Empfindlichkeit oder geringe Breite des Bolometers besonderer Werth zu legen war, ein ca. 0,04 mm dicker Eisendraht oder ein Platindraht vom Durchmesser 0,005 mm verwendet. Bei den untersuchten Stoffen mit hoher Dispersion, bei welchen sich die durch den Spalt eintretende Energiemenge auf eine sehr grosse Fläche vertheilt, leistete mir ein Eisenbolometer wegen seiner hohen Empfindlichkeit gute Dienste.

Der erwähnte Eisendraht wurde auf einem kleinen Ambos platt geschlagen, sodass er eine Breite von ungefähr 0,2 mm erhielt und dann auf ein rechteckiges Rähmchen von Glimmer in der in der nebenstehenden Figur angedeuteten Weise in dreifacher Lage aufgezogen. Danach wurde das Rähmchen in der Dose befestigt und die vier Drahtenden mit den Messinghülsen verlöthet. Die Schwärzung des Belichtungs-
widerstandes geschah mittelst Kerzenflamme.

Bei den Körpern mit schwacher Dispersion ist bei gleicher Spaltbreite die Energie an den einzelnen Stellen des Spectrums grösser; es sind andererseits die Interferenzstreifen unter sonst gleichen Umständen einander näher als bei stark dispergiren- den Medien. Hier erscheint also die Anwendung eines weniger empfindlichen Bolometers zulässig, die eines schmäleren geboten. Es zeigte sich, dass das Platinbolometer in letzterer Beziehung

allen Anforderungen entsprach und eine für diese Versuche ausreichende Empfindlichkeit besass.

Die Anfertigung dieser Bolometerwiderstände verdanke ich der Güte und Geschicklichkeit des Hrn. B. W. Snow. Der Wollastondraht wurde in seiner Silberhülle zu einem feinen Bände ausgehämmt, dann das Silber durch Säure entfernt, schliesslich zwei geradlinige Stücke des übrig bleibenden äusserst feinen Platinstreifchens auf einem Glimmer-rähmchen befestigt und durch Löthcontact mit den Metallhülsen verbunden.

In der folgenden Tabelle sind die für die beiden Bolometer charakteristischen Grössen zusammengestellt.

	Bolometer Nr. I dreifach a. Eisen	Bolometer Nr. II einfach. a. Platin
Breite in Millimetern	0,6	0,09
Scheinbare Breite in Minuten	6	1
Widerstand eines Zweiges in S. E.	3	80
Bei gewöhnlicher Stärke des Hilfsstromes entsprach 1 mm Ausschlag einer Temperaturerhöhung von	$5 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-6}$
	Celsiusgrad	
Eine Kerze in 1 m Entfernung gab einen Scalenausschlag von	600 mm	120 mm

Durch Combination der beiden letzten Angaben erkennt man, dass sich das Platinbolometer unter dem Einfluss der gleichen Bestrahlung bedeutend weniger stark erwärmt als das Eisenbolometer. Es ist mir nicht gelungen, für diese Thatsache eine ausreichende Erklärung zu finden.

Das benutzte Galvanometer Thomson'scher Construction, dessen Vorzüge ich bei früheren Untersuchungen bereits hervorzuheben Gelegenheit hatte, war durch Einführung einer Quarzsuspension für den vorliegenden Zweck erheblich verbessert worden. Waren die 4 Rollen hintereinander geschaltet, der Gesamtwiderstand also gleich 80 Ohm, so entsprach bei einem Scalenaabstand von 5 m 1 mm Ausschlag einer Stromintensität von $3,2 \cdot 10^{-10}$ Amp. Es bedeutet dies keineswegs das Maximum der erreichbaren Empfindlichkeit; jedoch erwies sich dieselbe in allen Fällen als ausreichend und eine Steigerung wäre oft lästig gewesen. Bei der angewandten Stärke

der Astasirung hielt sich der Nullpunkt des Instruments durch mehrere Monate soweit constant, dass am Richtmagneten keine Aenderungen vorgenommen zu werden brauchten. Auch habe ich keinerlei Umstände wahrgenommen, welche auf eine elastische Nachwirkung des Fadens hätten schliessen lassen, obwohl die Länge desselben nur 1,5 cm betrug.

Als Lichtquelle diente bei sämmtlichen Versuchen der Linnemann'sche Zirkonbrenner, welcher gegenüber der Gaslampe den Vorzug grösserer Energie und bei einigermaassen unverändertem Gasdruck im Gegensatz zu dem electrischen Bogenlicht, eine nahezu vollkommene Constanz besitzt. Auf diese letztere Eigenschaft war aber bei den hier beschriebenen Versuchen besonderer Werth zu legen; denn kleine Aenderungen in der Lage des leuchtenden Punktes, wie solche bei Bogenlampen fast unvermeidlich sind, müssen bei der geschilderten Versuchsanordnung eine Verschiebung des auf dem Spalt des Spectrometers von der Lichtquelle entworfenen Bildes bewirken, wodurch die an einer Stelle des Spectrums beobachtete Strahlung in nicht zu übersehender Weise geändert wird. Durch diese Schwankungen aber kann das zu beobachtende Phänomen vollkommen verdeckt werden.

Nächst dem Bolometer wird der wichtigste Theil des Apparates durch die beiden ebenen Platten gebildet, welche die dünne Luftschicht zwischen sich einschliessen. Bei der grösseren Zahl der folgenden Versuche bediente ich mich der beiden von Schmidt und Hänsch seiner Zeit für Hrn. R. Ritter angefertigten Platten, von denen die eine aus Quarz, die andere aus Glas bestand. Eine ausführliche Beschreibung der Platten, sowie des Schraubenapparats, welcher dazu diente, die Dicke der Luftschicht beliebig variiren zu können, ist von Hrn. R. Ritter bei Gelegenheit seiner Untersuchungen über die Phasenänderung des Lichts bei Reflexion an Glas und Quarz gegeben worden.¹⁾ Ich kann mich daher darauf beschränken, Hrn. Ritter's Urtheil über die vorzügliche Ausführung der Platten zu bestätigen, bei welchen es ohne Schwierigkeit zu erreichen war, auf ihrer gesammten Fläche von $(4\frac{1}{2} \text{ cm})^2$ die gleiche Farbe zu erzielen. Um Complicationen, welche durch Doppelbrechung in der Quarzplatte ent-

1) R. Ritter, Wied. Ann. **36**. q. 236. 1889.

stehen könnten, zu vermeiden, wurde der Apparat so benutzt, dass stets die Glasplatte dem Spectrometer und der Lichtquelle zugekehrt war.

Bei der Untersuchung der stark wärmedurchlässigen Stoffe, wie Flussspath und Steinsalz, bei welchen die Möglichkeit vorhanden war, die Messungen bis zu Strahlen von beträchtlicher Wellenlänge auszudehnen, wurden sämtliche Glastheile des Apparats durch entsprechende Stücke aus Steinsalz oder Flussspath ersetzt. An Stelle der beiden Concentrationslinsen aus Crownlous (l_1 und l_2 Fig. 1) gelangten solche aus Steinsalz zur Anwendung, während die Objective des Spectrometers durch Flussspathlinsen von passender Brennweite gebildet wurden. Auch war bei diesen Versuchen die eine der beiden ebenen Platten, welche alle in das Spectrometer gelangenden Strahlen unter schieferm Winkel zweimal zu durchdringen hatten, durch eine Flussspathplatte von $(2\text{ cm})^2$ Fläche und 6 mm Dicke ersetzt. Durch die geringere Grösse der Platte fielen zwar die Ausschläge in den für Glas wärmedurchlässigen Gebieten des Spectrums erheblich kleiner aus, hingegen konnten alsdann die Messungen so weit ausgedehnt werden, als die Lichtquelle ausreichend Energie gab.

Die Versuche.

Zur Untersuchung gelangten im Ganzen 16 Stoffe, nämlich 5 Crowngläser von verschiedener Zusammensetzung und möglichster Mannigfaltigkeit der optischen Eigenschaften, 4 Flintgläser mit wachsendem Bleigehalt, ferner Wasser, Xylol, Benzol, Schwefelkohlenstoff und schliesslich Quarz, Steinsalz und Flussspath.

Die Flussspathpräparate waren mir von der optischen Werkstätte von Carl Zeis, die sämtlichen Gläser von der Fabrik von Schott und Genossen geliefert, und ich hatte es daher nur mit Stoffen von wohl definirter chemischer Zusammensetzung zu thun, die sich hinsichtlich ihrer optischen Eigenschaften in grosser Annäherung jederzeit reproduciren lassen.¹⁾ Gern erfülle ich bei dieser Gelegenheit die angenehme

1) Auf meine Anfrage hin hat mir Hr. Dr. Schott in bereitwilligster Weise die chemische Zusammensetzung der untersuchten Gläser mitgetheilt. Einige dieser Daten, welche für die Arbeit nicht ohne Interesse sind, werde ich in meinem Nachtrag wiedergeben.

Pflicht, den Hrn. Dr. Schott und Dr. Czapski für die ausserordentliche Liebenswürdigkeit und Liberalität, mit welcher sie meine Untersuchungen durch Ueberlassung des genannten werthvollen Materials unterstützt haben, meinen besten Dank auszusprechen.

Sämmtliche untersuchten festen Körper waren in Prismen von meist 60° brechendem Winkel und 4—5 cm Kantenlänge vorhanden. Zur Untersuchung der Flüssigkeiten diene ein grosses Flüssigkeitsprisma mit planparallelen Crown Glaswänden.

Da bei der Bestimmung der Dispersion an jedem der genannten 16 Stoffe die Art und Reihenfolge der Manipulationen vollkommen die nämliche war und da ferner stets das gleiche Rechenverfahren in Anwendung gebracht wurde, genügt es, die Beschreibung der Einzelheiten an einen Beispiel durchzuführen und von allen übrigen Substanzen nur die Resultate der Beobachtung und Rechnung in Form von Tabellen und graphischen Darstellungen wiederzugeben. Wir sind hierzu berechtigt, da die Uebereinstimmung der Versuchsergebnisse in sich bei allen Körpern eine nahezu gleich vollkommene war.

Wir wählen als Beispiel:

Prisma Nr. 2.

Schweres Silicat Flint, schwach gelblich gefärbt.

Schmelznummer der Fabrik: O. 500.

Brechender Winkel: $C = 59^\circ 59'$.

Die Ablesungen am Theilkreis des Instrumentes ergaben:

für $H\gamma$	die Ablenkung	$\alpha = 66^\circ 46'$,
" F	" "	$\alpha = 64^\circ 37'$,
" D	" "	$\alpha = 62^\circ 15'$,
" C	" "	$\alpha = 61^\circ 22'$.

Interferenzstreifen wurden im sichtbaren Gebiet durch Oculareinstellung beobachtet bei α gleich:

Vor Beginn der Versuchsreihe:	Nach Beendigung der Versuchsreihe:
$66^\circ 15'$	$66^\circ 17'$
$64^\circ 44'$	$64^\circ 45'$
$63^\circ 30'$	$63^\circ 29'$
$62^\circ 26'$	$62^\circ 25'$
$61^\circ 30'$	$61^\circ 30'$

Während des etwa $1\frac{1}{2}$ stündigen Zeitintervalls, welches zwischen den Beobachtungen der ersten und zweiten vor-

stehenden Serie von Streifenablesungen lag, wurden die bolometrischen Messungen im Ultrarothern ausgeführt. An der Uebereinstimmung der nebeneinander stehenden Zahlen erkennt man, dass sich während der Versuchsdauer die Dicke der Luftschicht nicht wesentlich änderte, eine Beobachtung, die ich auch in allen übrigen Versuchsreihen bestätigt fand.¹⁾

Aus der bekannten Wellenlänge der vier beobachteten Spectrallinien ergeben sich die den fünf Interferenzstreifen zukommenden Wellenlängen:

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= 0,446 \mu \\ \lambda_2 &= 0,484 \text{ „} \\ \lambda_3 &= 0,527 \text{ „} \\ \lambda_4 &= 0,579 \text{ „} \\ \lambda_5 &= 0,644 \text{ „}\end{aligned}$$

Bezeichnen wir die Ordnungszahl des ersten Streifens im Ultraroth mit m , so folgt:

$$0,644(m + 1) = 0,446(m + 5)$$

und

$$0,579(m + 2) = 0,484(m + 4)$$

hieraus durch Addition:

$$\begin{aligned}1,223 m + 1,802 &= 0,930 m + 4,166 \\ 0,323 m &= 2,334 \\ m &= 7,96\end{aligned}$$

Wir erhalten also 8 als Ordnungszahl des ersten ultrarothern Streifens und für die Constante K aus sämtlichen Streifenablesungen die Werthe:

$$\begin{aligned}K &= 0,644 \cdot 9 = 5,796 \mu \\ &0,579 \cdot 10 = 5,790 \text{ „} \\ &0,527 \cdot 11 = 5,797 \text{ „} \\ &0,484 \cdot 12 = 5,808 \text{ „} \\ &0,446 \cdot 13 = 5,798 \text{ „} \\ \hline \text{Mittel} &= 5,796 \mu\end{aligned}$$

Die Beobachtungen im Ultrarothern wurden in der Weise angestellt, dass man die Stellung des Bolometerarmes, an der Grenze des sichtbaren Spectrums beginnend, mit Hülfe der erwähnten Alhidadenschraube um bestimmte Winkel verschob und die an der betreffenden Stelle des Spectrums vorhandene Energie durch einen Galvanometerausschlag feststellte. War man im Ultrarothern bis an die Grenze der messbaren Aus-

1) Aenderungen des Plattenabstandes während einer Versuchsreihe konnten in einigen Fällen mit Sicherheit constatirt werden; sie erreichten jedoch nicht den Betrag von 0,5 Proc.

schläge vorgedrungen, so wurden die gesammten Beobachtungen in umgekehrter Reihenfolge wiederholt. Die Uebereinstimmung der für gleiche Winkelstellungen des Bolometerarmes beobachteten Ausschläge gibt dann ein Urtheil über den glatten Verlauf der Versuchsreihe. Da sich bei diesen und den folgenden Beobachtungen niemals wesentliche Unterschiede in den entsprechenden Ausschlägen ergaben, habe ich mich bei einer Reihe von späteren Bestimmungen auf die vorher erwähnte Controle der unveränderten Lage der sichtbaren Streifen beschränkt.

Die erste Spalte der folgenden Tabelle enthält die Winkelstellungen des Bolometerarmes, bei welchen die in der zweiten und dritten Spalte gegebenen Ausschläge gemessen wurden, und zwar sind die beiden Reihen in der bereits angedeuteten, in Bezug auf die Zeit symmetrischen Weise beobachtet.

Die Messungen wurden mit Bolometer Nr. 1 ausgeführt. Wegen der starken Dispersion des Prismas und der damit zusammenhängenden beträchtlichen Breite der Interferenzstreifen war es ausreichend, die Energiemessungen in Winkelabständen von je acht Minuten aufeinander folgen zu lassen. Bei allen andern Stoffen war die Zahl der Energiemessungen pro Grad eine grössere. Bei einzelnen (z. B. Flussspath und Wasser) musste im Spectrum minutenweise vorgegangen werden, um trotz geringer Dispersion die Interferenzstreifen mit gewünschter Genauigkeit zu erhalten.

α	J_1	J_2	Mittel J	α	J_1	J_2	Mittel J
61° 2'	29	30	30	58° 38'	320	310	315
60° 54'	20	22	21	30'	250	266	258
46'	8	9	9	22'	120	125	123
38'	16	18	17	14'	170	170	170
30'	41	38	40	6'	325	325	325
22'	59	64	62	57° 58'	345	365	355
14'	45	50	48	50'	270	273	272
6'	21	19	20	42'	110	117	114
59° 58'	31	28	30	34'	57	63	60
50'	90	95	93	26'	87	85	86
42'	110	107	109	18'	112	110	111
34'	80	75	78	10'	110	112	111
26'	40	41	41	2'	84	87	86*
18'	110	117	114	56° 54'	67	67	67
10'	182	182	182	46'	50	46	48
2'	150	148	149	38'	27	27	27
58° 54'	70	70	70	30'	10	9	10
46'	170	175	173	22'	1	3	2

In Fig. 1 Taf. II ist der Inhalt dieser Tabelle in graphischer Form wiedergegeben. Die Winkelstellungen α des Bolometerarmes sind als Abscissen, die Ausschläge J als Ordinaten aufgetragen. Die Curve $J = f(\alpha)$ weist sechs scharf ausgeprägte Minima und ebenso viele Maxima auf, welche den Stellen kleinster und grösster Energie im Spectrum entsprechen. Da die Maxima in der Figur nicht weniger deutlich hervortreten als die Minima, wurden auch diese zur Bestimmung der Dispersion verwendet; die den Abscissen der Maxima zukommende Wellenlänge ist bekanntlich:

$$\lambda = \frac{K}{n + \frac{1}{2}}$$

wenn n und $n + 1$ die Ordnungszahlen der benachbarten Minima sind.

Man erkennt ferner, dass die Streifenabstände in der Nähe von $\alpha = 59^\circ$ ein Minimum erreichen und von da mit wachsender Wellenlänge wieder zunehmen. Diese Erscheinung tritt nicht bei allen Stoffen ein; wir werden später hierauf zurückkommen.

Aus Gründen der einfachen Darstellung haben wir bisher die Minima und Maxima, d. h. die tiefsten und höchsten Punkte der Curve $J = f(\alpha)$ als die charakteristischen bezeichnet, für welche die Gleichungen:

$$(1) \ m \cdot \lambda = K, \text{ resp. } (2) \ (m + \tfrac{1}{2}) \lambda = K$$

gelten. Mit grosser Annäherung ist dies in der That der Fall; streng erfüllt wären die Gleichungen (1) und (2) für die Abscissen der Minima und Maxima jedoch nur dann, wenn in dem untersuchten Spectrum, von der Wirkung der Interferenz abgesehen, die Energievertheilung eine vollkommen gleichmässige wäre. In dem vorliegenden Fall aber bedingt das Anwachsen der mittleren Energie im ersten Theil der Curve eine Verschiebung der Minima nach grösseren, der Maxima nach kleineren Winkeln; andererseits erfolgt aus ähnlichem Grund auf dem absteigenden Theil der Curve eine Verschiebung der Minima und Maxima im entgegengesetzten Sinne.

Von diesen an und für sich geringfügigen Fehlern kann man sich jedoch durch Anwendung des folgenden Verfahrens leicht frei machen. Man construirt die innere und äussere

Envelope der Curve $J = f(\alpha)$. — Die Linie $R = f(\alpha)$, welche die Energievertheilung im Spectrum darstellt, wenn keine Interferenzstreifen vorhanden sind, wird mit ausreichender Schärfe erhalten, wenn man an jeder Stelle ihre Ordinaten dem arithmetischen Mittel derjenigen der beiden Enveloppen gleich macht. Die gesuchten charakteristischen Punkte sind alsdann diejenigen, an welchen die Curve $J = f(\alpha)$ mit der senkrecht darunter oder darüber liegenden $R = f(\alpha)$ gleiche Richtung hat. Es gelingt leicht, die Genauigkeit in der Bestimmung der Lage dieser Punkte soweit zu treiben, dass die hierbei noch vorkommenden Fehler gegen die Ungenauigkeiten der übrigen Messungen klein sind.

Die nachstehende Tabelle enthält für das untersuchte Prisma die in der eben beschriebenen Weise corrigirte Lage α der Minima (a) und Maxima (b), ferner die zugehörigen, aus α und C bestimmten Brechungsindices n , sowie die entsprechenden, mit Hülfe der Constanten $K = 5,796 \mu$ berechneten Wellenlängen λ . Der Vollständigkeit halber sind die vier beobachteten sichtbaren Linien nochmals mit aufgeführt.

Benennung	α	n	λ	Benennung	α	n	λ
$H\gamma$	66° 46'	1,7884	0.434 μ	a_3	59° 27'	1,7274	0.966 μ
F	64° 37'	1,7714	0.486 „	b_3	11'	1,7250	1.054 „
D	62° 15'	1,7517	0.590 „	a_4	58° 54'	1,7227	1.159 „
C	61° 22'	1,7442	0.656 „	b_4	37'	1,7200	1.278 „
a_1	60° 44'	1,7387	0.724 „	a_5	20'	1,7176	1.449 „
b_1	24'	1,7359	0.773 „	b_5	57° 57'	1,7144	1.657 „
a_2	4'	1,7329	0.828 „	a_6	35'	1,7110	1.932 „
b_2	59° 46'	1,7303	0.892 „	b_6	8'	1,7070	2.316 „

In Fig. 6b ist mit Benutzung dieser Zahlen die Dispersionscurve des Prismas, $n = f(\lambda)$ entworfen.

Bevor wir uns jedoch der Besprechung derselben zuwenden, wollen wir erst die in gleicher Weise erhaltenen Dispersions Tabellen der übrigen Stoffe folgen lassen.

Die zugehörigen graphischen Darstellungen finden sich in den Figuren 2—7 und zwar enthalten die Figuren 2 und 3 die Energiecurven $J = f(\alpha)$ für zwei weitere Stoffe, nämlich Steinsalz und Schwefelkohlenstoff. In den Figuren 4—7 sind die sämtlichen Dispersionscurven $n = f(\lambda)$ wiedergegeben.

Prisma Nr. 1.

Schwerstes Silicat Flint, stark
gelb gefärbt.

Schmelznummer: S. 163.

Brechender Winkel: $45^\circ 0'$.

$K = 5,924 \mu$; a_1 ist 8. Ordnung.

Benennung	α	n	λ
$H\gamma$	$50^\circ 58'$	1,9414	0.434 μ
F	$49^\circ 25'$	1,9174	0.485 „
D	$47^\circ 38'$	1,8897	0.590 „
C	$56^\circ 54'$	1,8781	0.656 „
a_1	$22'$	1,8696	0.740 „
b_1	$8'$	1,8660	0.790 „
a_2	$45^\circ 52'$	1,8616	0.846 „
b_2	$38'$	1,8579	0.912 „
a_3	$25'$	1,8542	0.978 „
b_3	$14'$	1,8515	1.085 „
a_4	$2'$	1,8483	1.185 „
b_4	$44^\circ 49'$	1,8446	1.316 „
a_5	$37'$	1,8418	1.481 „
b_5	$23'$	1,8381	1.692 „
a_6	$8'$	1,8337	1.975 „
b_6	$43^\circ 50'$	1,8289	2.368 „

Prisma Nr. 3.

Schweres Silicat Flint.

Schmelznummer: O. 469.

Brechender Winkel $C = 60^\circ 0'$.

$K = 6,265 \mu$; a_1 ist 8. Ordnung.

Benennung	α	n	λ
$H\gamma$	$53^\circ 48'$	1,6755	0.434 μ
F	$52^\circ 33'$	1,6633	0.458 „
D	$51^\circ 10'$	1,6499	0.590 „
C	$50^\circ 37'$	1,6443	0.656 „
a_1	$49^\circ 58'$	1,6380	0.784 „
b_1	$46'$	1,6360	0.836 „
a_2	$34'$	1,6340	0.896 „
b_2	$24'$	1,6323	0.965 „
a_3	$13'$	1,6306	1.045 „
b_3	$3'$	1,6286	1.138 „
a_4	$48^\circ 52'$	1,6269	1.252 „
b_4	$41'$	1,6248	1.392 „
a_5	$27'$	1,6225	1.566 „
b_5	$9'$	1,6194	1.790 „
a_6	$47^\circ 48'$	1,6160	2.090 „
b_6	$27'$	1,6122	2.502 „

Prisma Nr. 4.

Leichtes Silicat Flint.

Schmelznummer: O. 451.

Brechender Winkel: $C = 60^\circ 0'$.

$K = 6,223 \mu$; a_1 ist 8. Ordnung.

Benennung	α	n	λ
$H\gamma$	$45^\circ 41'$	1,5941	0.434 μ
F	$44^\circ 54'$	1,5857	0.485 „
D	$43^\circ 58'$	1,5757	0.590 „
C	$36'$	1,5716	0.656 „
a_1	$7'$	1,5665	0.778 „
b_1	$0'$	1,5652	0.830 „
a_2	$42^\circ 52'$	1,5638	0.890 „
b_2	$44'$	1,5623	0.958 „
a_3	$36'$	1,5608	1.038 „
b_3	$28'$	1,5594	1.132 „
a_4	$20'$	1,5580	1.246 „
b_4	$10'$	1,5561	1.382 „
a_5	$0'$	1,5540	1.556 „
b_5	$41^\circ 44'$	1,5514	1.780 „
a_6	$23'$	1,5477	2.076 „
b_6	$4'$	1,5430	2.490 „

Prisma Nr. 5.

Silicat-Crown mit hoher
Dispersion.

Schmelznummer: O. 1151.

Brechender Winkel: $C = 60^\circ 0'$.

$K = 6,373 \mu$; μ_1 ist 8. Ordnung.

Benennung	α	n	λ
$H\gamma$	$40^\circ 7'$	1,5334	0.434 μ
F	$39^\circ 36'$	1,5276	0.485 „
D	$38^\circ 57'$	1,5202	0.590 „
C	$43'$	1,5176	0.656 „
a_1	$20\frac{1}{2}'$	1,5132	0.798 „
b_1	$14\frac{1}{2}'$	1,5121	0.851 „
a_2	$8'$	1,5110	0.912 „
b_2	$3'$	1,5098	0.982 „
a_3	$37^\circ 56'$	1,5087	1.063 „
b_3	$49\frac{1}{2}'$	1,5075	1.160 „
a_4	$42\frac{1}{2}'$	1,5060	1.275 „
b_4	$34\frac{1}{2}'$	1,5045	1.415 „
a_5	$23\frac{1}{2}'$	1,5025	1.593 „
b_5	$8'$	1,4985	1.820 „
a_6	$36^\circ 48\frac{1}{2}'$	1,4956	2.120 „

Prisma Nr. 6.

Schweres Baryum-Silicat-Crown.

Schmelznummer: O. 1143.

Brechender Winkel: $C = 60^\circ 0'$. $K = 6,338 \mu$; a_1 ist 8. Ordnung.

Benennung	α	n	λ
$H\gamma$	$45^\circ 1'$	1,5869	0.434μ
F	$44^\circ 28'$	1,5810	0.485μ
D	$43^\circ 51'$	1,5744	0.590μ
C	$32'$	1,5714	0.656μ
a_1	$13'$	1,5676	0.791μ
b_1	$7'$	1,5665	0.845μ
a_2	$0'$	1,5652	0.905μ
b_2	$42^\circ 54'$	1,5641	0.975μ
a_3	$48'$	1,5630	1.055μ
b_3	$41'$	1,5622	1.150μ
a_4	$33'$	1,5603	1.267μ
b_4	$24'$	1,5587	1.406μ
a_5	$15'$	1,5571	1.584μ
b_5	$41^\circ 58\frac{1}{2}'$	1,5539	1.811μ
a_6	$36'$	1,5499	2.113μ

Prisma Nr. 7.

Borat-Crown.

Schmelznummer: S. 204.

Brechender Winkel: $C = 59^\circ 58'$. $K = 5,944 \mu$; a_1 ist 8. Ordnung.

Benennung	α	n	λ
$H\gamma$	$38^\circ 59\frac{1}{2}'$	1,5212	0.434μ
F	$33'$	1,5160	0.485μ
D	$3'$	1,5103	0.590μ
C	$37^\circ 48'$	1,5075	0.656μ
a_1	$38'$	1,5056	0.741μ
b_1	$33'$	1,5046	0.792μ
a_2	$27'$	1,5034	0.847μ
b_2	$21'$	1,5023	0.913μ
a_3	$13\frac{1}{2}'$	1,5010	0.990μ
b_3	$6'$	1,4994	1.080μ
a_4	$36^\circ 59'$	1,4981	1.185μ
b_4	$49\frac{1}{2}'$	1,4963	1.320μ
a_5	$36\frac{1}{2}'$	1,4937	1.484μ
b_5	$19'$	1,4903	1.695μ
a_6	$35^\circ 52'$	1,4851	1.977μ

Prisma Nr. 8.

Mittleres Phosphat-Crown.

Schmelznummer: S. 179.

 $K = 6,061$; $C = 60^\circ 0'$. a_1 ist 8. Ordnung.

Benennung	α	n	λ
$H\gamma$	$43^\circ 36\frac{1}{2}'$	1,5727	0.434μ
F	$11\frac{1}{2}'$	1,5674	0.485μ
D	$42^\circ 42\frac{1}{2}'$	1,5620	0.590μ
C	$24'$	1,5587	0.656μ
a_1	$12'$	1,5565	0.757μ
b_1	$6'$	1,5554	0.810μ
a_2	$0'$	1,5543	0.867μ
b_2	$41^\circ 54\frac{1}{2}'$	1,5532	0.933μ
a_3	$49'$	1,5523	1.010μ
b_3	$42\frac{1}{2}'$	1,5510	1.100μ
a_4	$34'$	1,5495	1.213μ
b_4	$26'$	1,5480	1.364μ
a_5	$16'$	1,5462	1.515μ
b_5	$1'$	1,5434	1.732μ
a_6	$40^\circ 35'$	1,5386	2.020μ

Prisma Nr. 9.

Kalk-Silicat-Crown.

Schmelznummer: O. 1092.

Brechender Winkel: $C = 60^\circ 0'$. $K = 5,499 \mu$; a_1 ist 7. Ordnung.

Benennung	α	n	λ
$H\gamma$	$39^\circ 36'$	1,5276	0.434μ
F	$11'$	1,5229	0.485μ
D	$38^\circ 40'$	1,5170	0.590μ
C	$25'$	1,5141	0.656μ
a_1	$7'$	1,5107	0.786μ
b_1	$1'$	1,5096	0.846μ
a_2	$37^\circ 55'$	1,5084	0.917μ
b_2	$49'$	1,5073	1.000μ
a_3	$42\frac{1}{2}'$	1,5060	1.100μ
b_3	$35'$	1,5046	1.222μ
a_4	$27'$	1,5031	1.375μ
b_4	$16\frac{1}{2}'$	1,5010	1.572μ
a_5	$3'$	1,4985	1.832μ
b_5	$36^\circ 42'$	1,4944	2.200μ

Nr. 10.

Wasser. ¹⁾ (12° C.)Brechender Winkel des Flüssigkeits-
prismas $C = 60^\circ 12'$. $K = 5,662 \mu$; a_1 ist 8. Ordnung.

Benennung	α	n	λ
$H\gamma$	$24^\circ 16\frac{1}{2}'$	1,3404	0.434μ
F	$2'$	1,3373	0.485 „
D	$23^\circ 42\frac{1}{2}'$	1,3330	0.590 „
C	$34'$	1,3312	0.656 „
a_1	$28'$	1,3299	0.708 „
b_1	$24'$	1,3291	0.755 „
a_2	$20'$	1,3282	0.808 „
b_2	$14\frac{1}{2}'$	1,3270	0.871 „
a_3	$9'$	1,3258	0.943 „
b_3	$3'$	1,3245	1.028 „
a_4	$22^\circ 56'$	1,3230	1.130 „
b_4	$47'$	1,3210	1.256 „

Nr. 11.

Schwefelkohlenstoff. (15° C.)

 $C = 60^\circ 12'$. $K = 6,987 \mu$; a_1 ist 9. Ordnung.

Benennung	α	n	λ
$H\gamma$	$54^\circ 27'$	1,6784	0.434μ
F	$52^\circ 1'$	1,6550	0.485 „
C	$49^\circ 32'$	1,6307	0.590 „
D	$48^\circ 38'$	1,6217	0.656 „
a_1	$47^\circ 32'$	1,6104	0.777 „
b_1	$16'$	1,6077	0.823 „
a_2	$0'$	1,6049	0.873 „
b_2	$46^\circ 46'$	1,6025	0.931 „
a_3	$31'$	1,6000	0.999 „
b_3	$19'$	1,5978	1.073 „
a_4	$8'$	1,5960	1.164 „
b_4	$45^\circ 57'$	1,5940	1.270 „
a_5	$47'$	1,5923	1.396 „
b_5	$37'$	1,5905	1.552 „
a_6	$27'$	1,5888	1.745 „
b_6	$18'$	1,5872	1.998 „

Nr. 12.

Xylol. (14° C.)

 $C = 60^\circ 12'$. $K = 6,584 \mu$; a_1 ist 8. Ordnung.

Benennung	α	n	λ
$H\gamma$	$38^\circ 52'$	1,5170	0.434μ
F	$2'$	1,5075	0.485 „
D	$37^\circ 4'$	1,4965	0.590 „
C	$36^\circ 42'$	1,4922	0.656 „
a_1	$8\frac{1}{2}'$	1,4857	0.823 „
b_1	$2'$	1,4845	0.878 „
a_2	$35^\circ 56'$	1,4834	0.940 „
b_2	$50'$	1,4822	1.012 „
a_3	$43'$	1,4808	1.096 „
b_3	$36\frac{1}{2}'$	1,4795	1.195 „
a_4	$31\frac{1}{2}'$	1,4784	1.316 „
b_4	$26'$	1,4775	1.461 „
a_5	$22'$	1,4768	1.645 „
b_5	$17\frac{1}{2}'$	1,4760	1,881 „

Nr. 13.

Benzol. (12° C.)

 $C = 60^\circ 12'$. $K = 6,483 \mu$; a_1 ist 8. Ordnung.

Benennung	α	n	λ
$H\gamma$	$39^\circ 51'$	1,5281	0.434μ
F	$38^\circ 55'$	1,5276	0.485 „
D	$37^\circ 51'$	1,5054	0.590 „
C	$26'$	1,5008	0.656 „
a_1	$36^\circ 49\frac{1}{2}'$	1,4938	0.810 „
b_1	$42'$	1,4922	0.864 „
a_2	$34'$	1,4907	0.926 „
b_2	$28'$	1,4896	0.997 „
a_3	$21'$	1,4882	1.080 „
b_3	$15'$	1,4870	1.178 „
a_4	$10'$	1,4861	1.297 „
b_4	$4\frac{1}{2}'$	1,4849	1.439 „
a_5	$35^\circ 59\frac{1}{2}'$	1,4840	1.621 „
b_5	$54\frac{1}{2}'$	1,4832	1.850 „

1) Der starken Absorption wegen konnte die Dispersion nur bis $\lambda = 1,256 \mu$ verfolgt werden.

Nr. 14.

Quarz¹⁾ (ordinärer Strahl). $C = 60^\circ 2'$. $K = 5,871 \mu$; a_1 ist 7. Ordnung.

Benennung	α	n	λ
$H\gamma$	$41^\circ 59\frac{1}{2}'$	1,5538	0.434μ
F	$38'$	1,5499	0.485μ
G	$7'$	1,5442	0.590μ
C	$40^\circ 54'$	1,5419	0.656μ
a_1	$31'$	1,5376	0.839μ
b_1	$25'$	1,5364	0.904μ
a_2	$19'$	1,5353	0.979μ
b_2	$12\frac{1}{2}'$	1,5342	1.067μ
a_3	$4'$	1,5325	1.174μ
b_3	$39^\circ 56'$	1,5310	1.305μ
a_4	$44\frac{1}{2}'$	1,5287	1.468μ
b_4	$27'$	1,5257	1.679μ
a_5	$5'$	1,5216	1.957μ
b_5	$38^\circ 35'$	1,5160	2.348μ

Nr. 15.

Steinsalz²⁾, $C = 60^\circ 2'$. $K = 5,746 \mu$; a_1 ist 7. Ordnung.

Benennung	α	n	λ
$H\gamma$	$42^\circ 37'$	1,5607	0.434μ
F	$41^\circ 56'$	1,5531	0.485μ
D	$7'$	1,5441	0.590μ
C	$40^\circ 47'$	1,5404	0.656μ
a_1	$18'$	1,5350	0.819μ
b_1	$10\frac{1}{2}'$	1,5335	0.883μ
a_2	$4'$	1,5323	0.955μ
b_2	$39^\circ 58'$	1,5313	1.043μ
a_3	$52'$	1,5302	1.147μ
b_3	$47'$	1,5292	1.275μ
a_4	$42'$	1,5283	1.434μ
b_4	$37'$	1,5273	1.640μ
a_5	$33'$	1,5265	1.914μ
b_5	$27'$	1,5255	2.296μ
a_6	$20'$	1,5242	2.870μ
b_6	$9'$	1,5221	3.826μ
a_7	$38^\circ 47'$	1,5179	5.746μ

Nr. 16.

Flussspath.³⁾ $C = 59^\circ 59'$. $K = 6,655 \mu$; a_1 ist 9. Ordnung.

Benennung	α	n	λ	Benennung	α	n	λ
$H\gamma$	$32^\circ 5'$	1,4398	0.434μ	a_4	$7\frac{3}{4}'$	1,4284	1.110μ
F	$31^\circ 52'$	1,4372	0.485μ	b_4	$5'$	1,4279	1.212μ
D	$36'$	1,4340	0.590μ	a_5	$2'$	1,4273	1.332μ
C	$29'$	1,4325	0.656μ	b_5	$30^\circ 59'$	1,4267	1.480μ
a_1	$21\frac{1}{2}'$	1,4312	0.740μ	a_6	$55'$	1,4260	1.666μ
b_1	$19\frac{1}{2}'$	1,4308	0.784μ	b_6	$50'$	1,4248	2.902μ
a_2	$17\frac{1}{2}'$	1,4304	0.834μ	a_7	$44'$	1,4234	2.221μ
b_2	$15\frac{1}{2}'$	1,4300	0.889μ	b_7	$32'$	1,4214	2.663μ
a_3	$12\frac{3}{4}'$	1,4295	0.952μ	a_8	$13'$	1,4170	3.332μ
b_3	$10\frac{1}{2}'$	1,4289	1.024μ				

1) Das untersuchte Prisma war so geschliffen, dass bei der Minimumstellung die Strahlen dasselbe in der Richtung der optischen Axe durchliefen. Seine Kantenlänge betrug nur 23 mm.

2) Die Flächen des Prismas waren so weit eben, dass der brechende Winkel auf $1'$ genau bestimmt werden konnte.

3) Die Kantenlänge des Prismas betrug 5,5 cm.

Discussion der Versuchsergebnisse.

Eine eingehende Betrachtung der vorstehenden Tabellen oder ein Blick auf die Dispersionscurven lehrt uns, dass die untersuchten Stoffe hinsichtlich ihres optischen Verhaltens im Ultrarothern beträchtliche Verschiedenheiten aufweisen.

Bei den leichteren Flintgläsern (O. 451 und O. 561) sowie bei dem Steinsalz besitzt die Dispersionscurve für längere Wellen nahezu constante Neigung gegen die horizontale Axe der λ ; eine Eigenschaft, die bereits von Hrn. Langley am Flintglas und Steinsalz beobachtet wurde. Dagegen zeigen Quarz, Fluorit und die sämtlichen Crown-Gläser in ihren Dispersionscurven deutlich erkennbare Inflexionspunkte, welche insbesondere bei den Borat- und Phosphat-Gläsern (S. 179 und S. 204) stark hervortreten.

Bemerkenswerth ist ferner die Dispersionscurve des Wassers wegen der ausserordentlich geringen Abnahme der Dispersion mit wachsender Wellenlänge.

Vor allem aber sind es drei Stoffe, deren Dispersionscurven sich dem Charakter nach vollkommen von denen aller übrigen Substanzen unterscheiden. Schon bei der Aufnahme des Energiespectrums von Schwefelkohlenstoff (s. Fig. 5), Xylol und Benzol hatte sich die merkwürdige Thatsache ergeben, dass die Abstände der Interferenzstreifen, anstatt wie bei den übrigen Substanzen ein Minimum der Breite zu erreichen, mit wachsender Wellenlänge ständig abnahmen. In den mit Hülfe der Energiespectren entworfenen Dispersionscurven documentirte sich diese Erscheinung dadurch, dass mit wachsender Wellenlänge der Brechungsindex mehr und mehr einem constanten Werth zustrebte.

Es wurde hierdurch nahe gelegt, auf die Dispersion dieser drei Stoffe die zweiconstantige Cauchy'sche Gleichung:

$$(a) \quad n = \alpha_1 + \frac{\alpha_2}{\lambda^2}$$

anzuwenden. Zur Berechnung der Constanten α_1 und α_2 wurden nur die Berechnungsindices zweier Linien (meist F' und C') herangezogen. Die mit Hülfe der Gleichung (a) berechneten Werthe sind in der folgenden Tabelle neben die beobachteten gestellt. Des Contrastes halber, sind noch für zwei

weitere Stoffe, nämlich Wasser und eines der Crowngläser (S. 179) die entsprechenden Angaben hinzugefügt.

	Schwefelkoh- lentstoff		Xylol		Benzol		Glas (S. 179)		Wasser	
α_1	1,5835		1,4736		1,4808		1,5475		1,3238	
α_2	0,01680		0,00810		0,00870		0,00485		0,00318	
n	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.
$\lambda = 0,5 \mu$	1,6507	1,6507	1,5059	1,5060	1,5152	1,5154	1,5663	1,5669	1,3365	1,3365
$\lambda = 0,75 \mu$	1,6032	1,6032	1,4880	1,4880	1,4960	1,4960	1,5566	1,5562	1,3292	1,3294
$\lambda = 1,0 \mu$	1,6002	1,6003	1,4822	1,4817	1,4895	1,4893	1,5522	1,5524	1,3249	1,3276
$\lambda = 1,5 \mu$	1,5910	1,5910	1,4772	1,4772	1,4844	1,4845	1,5463	1,5497	—	—
$\lambda = 2,0 \mu$	1,5875	1,5877	1,4756	1,4756	1,4830	1,4828	1,5390	1,5487	—	—

Man erkennt, dass für Schwefelkohlenstoff, Xylol und Benzol die Uebereinstimmung zwischen den beobachteten Werthen eine nahezu vollkommene ist, während die Gleichung (a) durchaus nicht den Verlauf der Dispersion in den übrigen Stoffen richtig wieder gibt.

Bekanntlich führt Maxwell's electromagnetische Lichttheorie zu dem Satz, dass die Dielectricitätsconstante eines Körpers gleich dem Quadrat seines Brechungsexponenten für unendlich lange Wellen sein muss. Man war bis vor Kurzem darauf angewiesen, diesen Brechungsexponenten durch Extrapolation aus einer Dispersionsformel zu bestimmen und hat sich zu diesem Zweck allgemein der Cauchy'schen Gleichung (a) bedient. Hierbei hat sich für eine grosse Zahl der untersuchten Stoffe, z. B. Glas, Quarz, Flussspath, Steinsalz, Wasser die geforderte Uebereinstimmung nicht ergeben.

Aus unseren Versuchsergebnissen folgt aber, dass für diese Stoffe die Extrapolation nach der Cauchy'schen Gleichung schon innerhalb des Bereiches der beobachteten Wellenlängen durchaus unzulässig ist. Es lässt sich also aus der erwähnten Abweichung kein Beweis gegen die Richtigkeit der Maxwell'schen Theorie ableiten.¹⁾

1) In zwei kürzlich erschienenen Abhandlungen gelang es Hrn. L. Arons und mir den Nachweis zu liefern, dass bei Benutzung sehr langer, d. h. electrischer Wellen, dass Maxwell'sche Gesetz auch für diese Stoffe erfüllt ist. Wied. Ann. 42. p. 581 u. 44. p. 206. 1891.

Andererseits zeigen die mitgetheilten Messungen an Schwefelkohlenstoff, Xylol und Benzol, dass bei diesen Stoffen gegen die Extrapolation, wenigstens auf dem unseren Beobachtungen zugänglichen Gebiet, nichts einzuwenden ist; in diesen Fällen aber führt auch die besagte Extrapolation bis $\lambda = \infty$ zu Werthen, die der Maxwell'schen Beziehung genügen.

Einige diesbezügliche Daten sind in dem Folgenden zusammengestellt. Die Dielectricitätsconstanten sind von Hopkinson¹⁾, Arons und Rubens²⁾ und Silow³⁾ beobachtet; ihre Quadratwurzeln unterscheiden sich nicht wesentlich von den Constanten α_1 der Gleichung (a), welche, die Gültigkeit dieser Gleichung vorausgesetzt, dem Werth des Brechungsexponenten für unendlich lange Wellen gleich sind.

Stoff	Dielectricitäts- constante μ	$\sqrt{\mu}$	$\alpha_1 = n_\infty$
Schwefel- Kohlenstoff	} 2,67	1,63	1,5835
Xylol		1,53	1,4736
Benzol		1,48	1,4806

Vergleich der Versuchsergebnisse mit den Beobachtungen
von Mouton und Langley.

Da die Versuche der Hrn. Mouton und Langley nach Methoden vorgenommen wurden, die von der hier in Anwendung gebrachten wesentlich verschieden sind, ist es von Interesse, ihre Resultate den unsrigen gegenüber zu stellen.

Es gelang Hrn. Mouton, fünf Punkte der Dispersionscurve des Quarzes im Ultrarothern zu bestimmen; er fand die zugehörigen Brechungsexponenten der Wellenlängen:

$$\begin{aligned} \lambda &= 0,88 \mu \\ &1,08 \text{ „} \\ &1,45 \text{ „} \\ &1,77 \text{ „} \\ &2,14 \text{ „} \end{aligned}$$

Aus der von mir entworfenen Dispersionscurve habe ich durch Interpolation die Werthe des Brechungsexponenten für

1) Hopkinson, Proc. Roy. Soc. **43**. p. 156. 1887.

2) Arons u. Rubens, l. c. p. 591.

3) Silow, Pogg. Ann. **156**. p. 389. 1885.

die gleichen Wellenlängen bestimmt, und mit den Angaben des Hrn. Mouton in nachstehender Tabelle verglichen.

λ	Brechungsindex n		$\delta \cdot 10^4$
	Mouton	Rubens	
0,88 μ	1,5371	1,5369	- 2
1,08 „	1,5338	1,5340	+ 2
1,45 „	1,5289	1,5289	0
1,77 „	1,5247	1,5245	- 2
2,14 „	1,5191	1,5190	- 1

In einer zweiten Tabelle sind Hrn. Langley's Beobachtungen am Steinsalz enthalten, und die von mir durch Interpolation gefundenen entsprechenden Werthe des Brechungsindex diesen an die Seite gestellt.

λ	Brechungsindex n		$\delta \cdot 10^4$
	Langley	Rubens	
0,485 μ	1,5532	1,5531	- 1
0,590 „	1,5442	1,5441	- 1
0,656 „	1,5405	1,5404	- 1
1,178 „	1,5301	1,5300	- 1
1,767 „	1,5272	1,5269	- 3
2,356 „	1,5254	1,5253	- 1
2,945 „	1,5243	1,5241	- 2
3,534 „	1,5227	1,5227	0
4,123 „	1,5215	1,5214	- 1
4,712 „	1,5201	1,5202	+ 1
5,301 „	1,5186	1,5189	+ 3

Ich darf wohl sagen, dass in beiden Fällen die Uebereinstimmung eine recht gute zu nennen ist.

Bestimmung der Absorption.

Um zu untersuchen, ob sich das abweichende Verhalten der Mehrzahl der untersuchten Stoffe von der Cauchy'schen Theorie durch die Absorption erklären lasse, habe ich diese sämtlichen Substanzen auf ihre Durchlässigkeit für ultraroth Strahlen von verschiedener Wellenlänge geprüft.

Die Strahlen eines Argandbrenners wurden durch eine Concentrationslinse aus Steinsalz auf dem Spalt des Spectrometers vereinigt, dessen Linsen und Prisma aus Flussspath-

stücken bestanden. Auf einem Schlitten konnte nach Belieben eine dickere oder dünnere planparallele Platte des zu untersuchenden Materials vor den Spalt geschoben und auf diese Weise in den Strahlengang eingeschaltet werden. Durch Benutzung zweier Platten von verschiedener Dicke wurden die infolge der Reflexion auftretenden Fehler eliminirt und das Verhältniss der beim Einschalten der beiden Platten beobachteten Ausschläge lieferte in Combination mit der sphärometrisch gemessenen Dickendifferenz der beiden Platten, ohne weiteres die Absorptionsconstante k .

k ist durch die Gleichung definirt:

$$i = J \cdot e^{-k \cdot d},$$

worin d die Dickendifferenz der beiden Platten in Centimetern, i und J die Intensitäten der Strahlung, resp. die ihnen proportionalen Ausschläge des Galvanometers bedeuten, wenn sich die dickere, resp. dünnere Platte vor dem Spalt befindet. k ist somit gleich der reciproken Weglänge in Centimetern, welche ein Strahl in dem betreffenden Medium zurücklegen muss, um auf $1/e$ seiner Intensität geschwächt zu werden.

Zur Untersuchung der Absorption in den Flüssigkeiten, verwendete ich ein planparalleles, etwa 1 cm weites Absorptionsgefäss. Auf der einen Seite desselben war als Schulz'scher Körper eine Flussspathplatte, deren Flächen parallel zu den Wänden des Gefässes standen, in die Flüssigkeit eingelassen. Da sich die Absorption im Flussspath innerhalb der beobachteten Spectralgebiete als unmerklich klein erwies¹⁾ und der Brechungsindex der Flüssigkeiten nicht wesentlich von demjenigen des Fluorits verschieden war, ging die Dicke der Flussspathplatte ohne weitere Correction als Dickendifferenz der beiden Flüssigkeitsschichten in die Rechnung ein.

Die Resultate sämmtlicher Beobachtungen sind in der folgenden Tabelle (p. 260) zusammengestellt.

Man erkennt, dass die drei Stoffe Schwefelkohlenstoff, Xylol und Benzol, deren Dispersion sich durch die Cauchy'sche Gleichung (a) darstellen liess, hinsichtlich ihrer Absorption den anderen Körpern gegenüber durchaus keine Sonder-

1) Das Gleiche wurde für Steinsalz festgestellt.

stellung einnehmen. Schwefelkohlenstoff ist auf dem untersuchten Spectralgebiet nahezu vollkommen durchlässig, während Xylol und Benzol stärkere Absorption zeigen, als die untersuchten Borat- und Phosphatgläser, in deren Dispersionscurven stark hervortretende Inflexionspunkte vorhanden sind.

Wellenlänge λ	0,7 μ	0,95 μ	1,1 μ	1,4 μ	1,7 μ	2,0 μ	2,3 μ	2,5 μ	2,7 μ	2,9 μ	3,1 μ
S. 163	0,00	—	0,02	—	0,01	—	0,01	—	0,06	0,25	0,51
O. 500	0,00	—	0,00	—	0,00	—	0,00	0,01	0,08	0,30	0,63
O. 469	0,00	—	0,02	—	0,01	0,02	0,02	0,03	0,11	0,41	0,69
O. 451	0,00	—	0,01	—	0,02	0,05	0,08	0,18	0,25	0,62	1,09
O. 1143	0,02	—	0,03	—	0,05	0,07	0,11	0,17	0,34	0,75	1,31
O. 1151	0,02	—	0,01	0,01	0,02	0,06	0,11	0,23	0,29	0,79	1,15
S. 204	0,00	0,01	0,06	0,10	0,16	0,21	0,37	0,85	1,25	1,73	—
O. 1092	0,01	0,04	0,05	0,01	0,01	0,09	0,20	0,34	0,51	0,73	1,24
S. 179	—	0,02	0,05	0,10	0,18	0,40	0,71	0,14	1,69	—	—
Quarz	0,00	—	0,00	—	0,00	—	0,02	—	0,08	0,13	0,21
Wasser	0,08	0,11	0,38	1,09	—	—	—	—	—	—	—
Schwefelkohlenst.	0,00	—	0,02	—	0,02	—	0,00	—	0,07	—	0,05
Xylol	0,01	—	0,12	0,25	0,37	0,85	0,87	0,95	—	—	—
Benzol	0,03	0,05	0,07	0,14	0,42	0,63	0,83	1,05	—	—	—

Auf den ersten Anblick scheint dieses Resultat mit der von Hrn. H. von Helmholtz entwickelten Dispersionstheorie in Widerspruch zu stehen; indessen lehrt eine eingehendere Betrachtung der vorstehenden Zahlen, dass bei sämtlichen untersuchten Substanzen und für alle Wellenlängen, für welche die Brechungsindices bestimmt werden konnten, die Absorption nicht hinreichend gross ist, um die Dispersion merklich zu beeinflussen.

Bekanntlich führt die genannte Theorie zu der Beziehung zwischen Brechungsexponent n , Extinctionscoefficient x und Wellenlänge λ :

$$(b) \quad n^2 - x^2 = 1 - P\lambda^2 + Q \frac{\lambda^4 (\lambda^2 - \lambda_m^2)}{(\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + \alpha^2 \lambda^2}.$$

Nun ergeben sich aber die Extinctionscoefficienten x aus den in der Tabelle enthaltenen Constanten k durch Division durch 4π und Multiplication mit λ , worin λ in Centimetern zu rechnen ist. Die Zahlen x würden also auf dem ganzen, unserer Untersuchung zugänglichen Gebiet, nicht den Betrag von $\frac{1}{1000}$ erreichen. Es ist daher in allen Fällen x^2 gegen n^2 vollkommen zu vernachlässigen.

Die Gleichung (b) liefert uns alsdann eine Beziehung zwischen dem Brechungsexponenten und der Wellenlänge.

Ich halte es für unzweifelhaft, dass man bei Benutzung einer genügenden Zahl von Punkten der Dispersionscurve und durch Anwendung eines geeigneten Rechenverfahrens, die vier Constanten P , Q , λ_m und α so wird bestimmen können, dass die Gleichung (b), innerhalb der Fehlergrenzen, den sämtlichen Beobachtungen genügt. Indessen wäre auf eine derartige Bestätigung nicht viel Werth zu legen, da ohne Zweifel auch anders gebildete vierconstantige Gleichungen dasselbe leisten würden.

Chemische Zusammensetzung der Gläser von Schott
und Genossen.

S. 179 Mittleres Phosphat-Crown	Wesentlicher Bestandtheile: Ueberwiegend Phosphorsäure, dann Baryt und Thonerde			
S. 204 Borat-Crown	Wesentliche Bestandtheile: Ueberwiegend Borsäure, dann Alkalie, Thonerde und etwas Bleioxyd			
O. 1143 Schweres Baryt-Crown	Etwa 50 Proc. Kieselsäure, ferner Baryt, Alkalie und Zinkoxyd			
O. 1092 Leichtes Baryt-Crown	K ₂ O	15,0	Proc.	Mn ₂ O ₃ 0,1 Proc.
	Na ₂ O	5,0	„	As ₂ O ₃ 0,4 „
	Ba O	9,6	„	B ₂ O ₃ 2,5 „
	Zn O	2,0	„	Si O ₂ 65,4 „
O. 1151 Silicat-Crown mit hoher Dispersion	Pb O	13,3	Proc.	As ₂ O ₅ 0,2 Proc.
	Zn O	2,0	„	Mn O ₂ 0,1 „
	Na ₂ O	15,7	„	Si O ₂ 68,7 „
O. 451 Gewöhnliches Leichtflint	Pb O	36,0	Proc.	Mn ₂ O ₃ 0,06 Proc.
	K ₂ O	8,3	„	As ₂ O ₃ 0,3 „
	Na ₂ O	1,0	„	Si O ₂ 53,7 „
O. 469 Schweres Silicat-Flint	Pb O	52,6	Proc.	Mn ₂ O ₃ 0,09 Proc.
	K ₂ O	6,5	„	As ₂ O ₅ 0,3 „
	Na ₂ O	0,5	„	Si O ₂ 40,0 „
O. 500 Schweres Silicat-Flint	Pb O	67,5	Proc.	As ₂ O ₃ 0,2 Proc.
	K ₂ O	3,0	„	Si O ₂ 29,26 „
	Mn ₂ O ₃	0,04	„	
S. 163 Schwerstes Silicat-Flint	Pb O	78,0	Proc.	
	Si O ₂	21,9	„	
	As ₂ O ₅	0,1	„	

Berlin, Physik. Inst. d. Univ., December 1891.

Rubens.

Lith. Anst. v. C. Kerst, Leipzig.

Rubens.

Licht. Anst. v. C. Kirt. Leipzig.