

**2. Versuche mit
Wärmestrahlen von grosser Wellenlänge:
von H. Rubens und E. F. Nichols.¹⁾**

(Hierzu Taf. III Fig. 3–6.)

Der Inhalt der vorliegenden Arbeit zerfällt in vier Theile. In dem ersten werden wir eine Methode beschreiben, welche es ermöglicht, einigermaassen homogene Wärmestrahlen von grosser Wellenlänge ohne Anwendung einer Spectralanordnung zu erzeugen. Der zweite Theil enthält die Ergebnisse, welche jene Methode, auf verschiedene Substanzen angewandt, liefert. Der dritte Theil beschäftigt sich mit den wesentlichen Eigenschaften der untersuchten Wärmestrahlen in Bezug auf Absorption, Reflexion und Brechung derselben in verschiedenen Medien. In dem vierten Theile endlich theilen wir einige Versuche mit, welche den Zweck haben, den electromagnetischen Charakter dieser Strahlen hervortreten zu lassen.

Erster Theil. Beschreibung der Methode.

Dispersionsformel.

Nachdem die Ketteler-Helmholtz'sche Dispersionsformel durch die Untersuchungen der letzten Jahre eine so wesentliche Bestätigung erfahren hat²⁾, erscheint es nunmehr berechtigt, mit Hülfe der Constanten dieser Gleichung weitere Schlüsse über die Eigenschaften der Körper abzuleiten. So hat Hr. Paschen³⁾, bereits die Constante b^2 der Formel

$$(1) \quad n^2 = b^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - \frac{M_2}{\lambda_2^2 - \lambda^2} \quad 4)$$

1) Die Untersuchungsmethode sowie einige der damit erhaltenen Resultate sind am 23. Sept. 1896 auf der Vers. deutscher Naturf. u. Aerzte in Frankfurt a. M. vorgetragen und Naturw. Rundsch. 11. Jahrg. Nr. 43. 1896 kurz beschrieben worden.

2) H. Rubens, Wied. Ann. 53. p. 276. 1894, 54. p. 476. 1895; F. Paschen, Wied. Ann. 53. p. 301 u. 812. 1894.

3) F. Paschen, Wied. Ann. 54. p. 668. 1896.

4) Hierin bedeutet n den Brechungsexponenten, λ die Wellenlänge, b^2 , M_1 , M_2 , λ_1^2 und λ_2^2 sind willkürliche Constanten.

für Flussspath mit Dielectricitätsconstanten dieser Substanz in angenäherter Uebereinstimmung gefunden. Ferner ist es dem einen von uns ¹⁾ gelungen, den experimentellen Nachweis zu führen, dass für Quarz das Gebiet metallischer Absorption, welches nach den bisher vorliegenden Messungen bei einer mittleren Wellenlänge (λ_2) von angenähert 10μ zu erwarten ist, zwischen 8 und 9μ thatsächlich eintritt, sodass die Wellenlänge λ_2 des Absorptionsstreifens, welche mit Hülfe der Formel (1) berechnet ist, mit der beobachteten wenigstens angenähert übereinstimmt.

Für Flussspath ergaben die Dispensionsmessungen des Hrn. Paschen eine mittlere Wellenlänge des ultravioletten Absorptionsstreifens von nahezu 30μ . Für Steinsalz und Sylvin sind die entsprechenden Wellenlängen offenbar noch erheblich grösser, und konnten, vermuthlich aus diesem Grunde, mit den bisherigen Mitteln nicht berechnet werden. Die Dispersion dieser beiden Stoffe liess sich nämlich, soweit dieselbe bisher untersucht war (bis ungefähr 9 bez. 7μ) in vollkommen befriedigender Weise durch die vereinfachte Formel

$$(2) \quad n^2 = a^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - k\lambda^2$$

ausdrücken, welche sich aus Gleichung (1) ergibt, wenn man höhere Potenzen von λ^2/λ_2^2 vernachlässigt und welche die Constante λ_2 als solche nicht mehr enthält.

Methoden.

Wir haben auf die Existenz eines solchen ultrarothern Absorptionsgebietes mit metallischer Reflexion, wie dies in der Formel (1) zum Ausdruck kommt, eine Methode gegründet, welches es möglich macht, aus der grossen Zahl der Wärmestrahlen, welche von einer beliebigen Wärmequelle ausgehen, diejenigen auszusondern, welche einem engbegrenzten Gebiet von Wellenlängen angehören. Für die Strahlen des ersten ultrarothern Spectrums (bis etwa 15μ) kann man dies freilich in viel reinerer und exacterer Weise durch Anwendung einer Spectralanordnung mit Benutzung eines Steinsalz- oder Flussspathprismas erreichen, doch versagen diese Mittel für grössere Wellenlängen in Folge der Undurchlässigkeit der Prismensub-

1) E. F. Nichols, Berl. Ber. vom 22. Oct. 1896.

stanz¹⁾, wie dies aus Hrn. Langley's Untersuchungen hervorzugehen scheint. Die Verwendung eines Beugungsgitters schliesst zwar den Energieverlust durch Absorption aus, bringt aber andere schwerwiegende Nachtheile mit sich, deren wesentlichste die geringe Intensität der Beugungsbilder und die Uebereinanderlagerung der Spectra sind.

Der unserer Methode zu Grunde liegende Gedanke ist folgender: Lässt man die von einer Wärmequelle ausgehenden Strahlen an der Oberfläche eines Körpers reflectiren, so weisen die reflectirten Strahlen im allgemeinen eine wesentlich andere spectrale Zusammensetzung auf, als die auffallenden. Insbesondere werden diejenigen Strahlen bei der Reflexion stark bevorzugt, welche einem Spectralgebiete angehören, für welches der reflectirende Körper starke Absorption und infolge dessen metallische Reflexion zeigt. Bezeichnet r das Reflexionsvermögen eines dem Absorptionsgebiete angehörenden metallisch reflectirten Strahls, ρ dasjenige eines gewöhnlichen, welcher nach der Fresnel'schen Formel reflectirt wird, und ist i das Verhältniss der Intensitäten, mit welcher beide Strahlen von der Lichtquelle ausgesandt werden, so erhält man nach n facher Reflexion an Oberflächen der gleichen Substanz das Intensitätsverhältniss

$$i_n = i \left(\frac{r}{\rho} \right)^n.$$

Schätzt man den Quotienten r/ρ von der Grössenordnung $1/20$, wie dies bei dem ultrarothem Absorptionsstreifen des Quarzes angenähert der Fall ist, so ergibt sich für die Grösse i_n/i nach dreimaliger Reflexion $1/8000$, nach viermaliger $1/160000$, nach fünfmaliger $1/3200000$, während die Intensität der metallisch reflectirten Strahlen bei jeder einzelnen Reflexion nicht wesentlich mehr geschwächt wird, wie die Intensität eines Lichtstrahls bei dem Durchgang durch eine achromatische Linse. Nach mehrmaliger Reflexion an Oberflächen der gleichen Substanz sind daher von den Strahlen der Wärmequelle nur noch diejenigen im merklichen Betrage vorhanden, welche solchen Absorptionsgebieten entsprechen. Von den beiden Absorptionsstreifen mit den mittleren Wellenlängen λ_1 und λ_2 , welche die Formel (1) für die betrachteten Körper annimmt, kann aber

1) Vgl. H. Rubens, Sitzungsber. der Phys. Gesellsch. zu Berlin. 15. Jahrg. Nr. 5. 1896.

praktisch nur der ultraroth (λ_2) in Frage kommen, da die meisten Wärmequellen ultraviolette Strahlen in einem für das Bolometer oder Radiometer messbaren Betrag nicht aussenden.

Versuchsordnung.

Nach den vorausgehenden Betrachtungen ist die von uns gewählte Versuchsordnung leicht verständlich. Dieselbe ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. a bedeutet die Wärmequelle, welche bei den ersten Versuchen aus einem mit der untersuchten Substanz (z. B. Flussspathpulver) überzogenen, von der Rückseite durch eine Gebläseflamme erhitzten Platinblech bestand, später aber durch den Linne mann'schen Zirkonbrenner ersetzt wurde.¹⁾ Durch den innen versilberten Hohlspiegel b werden die Strahlen schwach convergent gemacht, sodass sie sich nach Reflexion an den n Oberflächen p_1 bis p_n der untersuchten Substanz, von welchen in der Figur vier gezeichnet sind, auf dem Spalt s_1 des Spiegelspectrometers $s_1 e_1 e_2 s_2$ zu einem reellen Bilde des Zirkonblättchens wieder vereinigen. Auf das Tischchen dieses letzteren kann nach Belieben ein aus ungefähr $\frac{1}{5}$ mm dicken Drähten gefertigtes Beugungsgitter g aufgesetzt werden, um die Bestimmung der Wellenlänge der in den Spalt des Spectrometers gelangenden Strahlen zu ermöglichen.

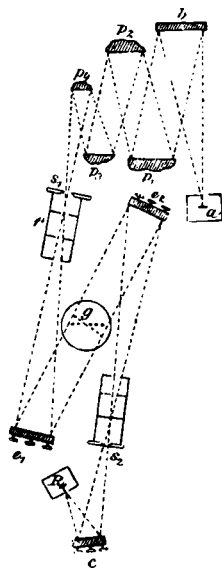


Fig. 1.

Da das Spiegelspectrometer $s_1 e_1 e_2 s_2$ nach Belieben sowohl in Verbindung mit einem Bolometer als auch

1) Eine Wärmequelle, bei welcher das zu untersuchende Material selbst als Schwärzungsmittel dient, hat vor anderen den Vorzug, dass sie die Strahlen, welche von den Oberflächen der Substanz metallisch reflectirt werden, in besonders hohem Maasse aussendet. Man erhält daher von einer solchen Wärmequelle nach einer gegebenen Zahl von Reflexionen eine reinere Strahlung wie von jeder anderen. Dagegen ist die Handhabung eine wesentlich un bequemere, die erreichbare Temperatur eine sehr viel niedrigere wie bei dem Zirkonbrenner, sodass der letztere in den meisten Fällen vorzuziehen ist.

mit einem Radiometer benutzt werden sollte, wurde die Einrichtung für eine doppelte Beobachtungsweise getroffen. In Fig. 1 ist die Versuchsanordnung so wiedergegeben, wie sie bei Anwendung des Radiometers gewählt wurde. Der Ocularspalt s_2 steht hierbei fest und nur der Arm des Spiegels e_2 kann um einen am Theilkreis ablesbaren Betrag um die Spectrometeraxe gedreht werden. Mit Hülfe des Hohlspiegels c von kurzer Brennweite wird ein Bild des Spaltes s_2 auf den einen Flügel des Radiometers R geworfen. Wurde dagegen mit Hülfe des Bolometers beobachtet, so war dasselbe in der üblichen Weise mit dem drehbaren Arm des Spiegels s_2 starr verbunden und zwar derart, dass der belichtete Widerstand in der Nulllage an die gleiche Stelle gebracht war, an welcher sich bei der zuvor beschriebenen Einrichtung der feste Ocularspalt s_2 befand.

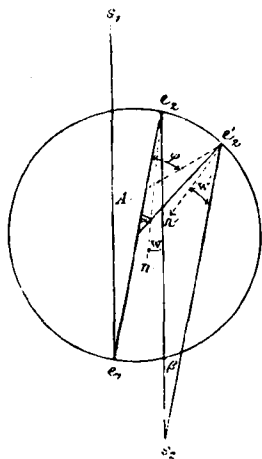


Fig. 2.

nicht statt. Es lässt sich jedoch leicht zeigen, dass wenigstens für kleine Ablenkungswinkel Proportionalität mit dem Beugungswinkel bestehen muss. In Fig. 2 ist der Gang des Mittelstrahls in dem Spectrometer $s_1 e_1 e_2 s_2$ für die Nullstellung und eine hiervon verschiedene Lage des beweglichen Spiegels (e_2 bez. e_2') angedeutet. Der zu der Stellung e_2' gehörige Ablenkungswinkel sei α , der entsprechende Beugungswinkel φ . Bezeichnen wir ferner die Winkel, welche die Spiegelnormale n' des Spiegels e_2' mit dem Strahl $s_2 e_2'$ bildet mit w' , den entsprechenden Winkel zwischen $s_2 e_2$ und n der Normalen des Spiegels e_2 mit w , so folgt

$$w' = w + \alpha - \beta,$$

worin β den Winkel bedeutet, welchen die Strahlen $s_2 e_2$ und $s_2 e_2'$ miteinander bilden. Dem reflectirten Strahl $s_2 e_2$ entspricht der auffallende $e_1 e_2$, dem reflectirten $e_2' s_2$ dagegen $A e_2'$, der Winkel φ ist alsdann dem Richtungsunterschied zwischen $e_1 e_2$ und $A e_2'$ gleich zu setzen, daher

$$\varphi = \alpha + w' - w = 2\alpha - \beta.$$

Man erkennt hieraus, dass keineswegs für beliebig grosse Ablenkungen α Proportionalität mit dem Beugungswinkel φ angenommen werden darf, dass dagegen diese Proportionalität mit grosser Annäherung gilt, wenn es sich um kleine Ablenkungen (in unserem Fall ± 3 Grad) handelt, da sich in diesem Falle der Winkel β nahezu proportional mit α ändert. Die beste Probe auf die Zulässigkeit dieser Annahme liegt in dem Nachweis des gleichen Abstandes der Beugungsbilder und besonders ihrer symmetrischen Lage zu dem Hauptbild, da für negative α der Differentialquotient $\partial \beta / \partial \alpha$ etwas grösser, für positive α etwas kleiner ist, wie für $\alpha = 0$. Da sich der Winkel β als Function von α durch Ausmessung der Dimensionen des Apparates kaum mit genügender Genauigkeit bestimmen lässt, haben wir es vorgezogen, das Spectrum unseres Beugungsgitters empirisch auf Wellenlängen zu graduiren. Wir werden hierauf weiter unten zurück kommen.

Auch aus einem anderen Grunde ist die beschriebene Versuchsanordnung nur für kleine Winkel anwendbar. Da der Beugungswinkel $\varphi = 2\alpha - \beta$ in unserem Falle angenähert $1,7 \alpha$ beträgt, so tritt eine mit wachsendem α sich bemerkbar machende Schiebung ein zwischen dem beweglichen Spiegel e_2 und dem parallelen Bündel der gebeugten Strahlen, welche nach dem Spalt s_2 reflectirt werden. Bei unseren Versuchen betrug diese Schiebung im Maximum ± 7 mm, was in Anbetracht des Umstandes, dass die Hohlspiegel e_1 und e_2 erheblich grösser waren als das angewandte Beugungsgitter, auf die Lage der beobachteten Energiemaxima einen merklichen Einfluss nicht ausüben konnte.

Diese von uns benutzte Versuchsanordnung ist zweifellos weniger vollkommen, als die von Wadsworth¹⁾ vorge-

1) Wadsworth, Phil. Mag. 49. p. 337. 1894.

schlagene, bei welcher ebenfalls mit feststehendem Ocularspalt beobachtet werden kann, doch empfiehlt sie sich durch ihre grosse Einfachheit.

Apparate.

Das von uns benutzte Spiegelspectrometer ist bereits bei Gelegenheit früherer Arbeiten des einen von uns beschrieben worden. ¹⁾ Die Hohlspiegel desselben hatten Durchmesser von je 5,5 cm und Brennweite von 57 cm. Die Genauigkeitsgrenze der Ablesungen am Theilkreis betrug eine Secunde. Das in Fig. 1 mit *g* bezeichnete Gitter bestand aus parallelen Silberdrähten von 0,1858 mm Dicke und war derart angefertigt, dass der Abstand zweier benachbarter Drähte genau der Drahtdicke gleich war. Hierdurch wird der Vortheil erreicht, dass die geradzahligcn Beugungsspectra ausfallen und die ungeradzahligcn besonders intensiv auftreten. Ueber die Herstellung und die Eigenschaften solcher Gitter ist in früheren Arbeiten ausführlich berichtet worden. ²⁾ Das hier angewandte Exemplar zeichnete sich infolge der beträchtlichen Dicke der Drähte, welche die Schwierigkeit der Herstellung erheblich vermindert, durch besondere Regelmässigkeit aus. ³⁾

Die folgende Tabelle enthält eine mit Hülfe des gelben Natriumlichtes zur Bestimmung der Gitterconstanten angestellte Beobachtungsreihe, welche erkennen lässt, dass bis zu Beugungswinkeln von $3\frac{3}{4}^{\circ}$ die berechnete und beobachtete Lage der Beugungsbilder in guter Uebereinstimmung ist. Durch Versuche, welche weiter unten mitgetheilt werden sollen, konnten wir ferner den Nachweis führen, dass unser Beugungsgitter auch für Beugungswinkel, welche 4° übersteigen, noch sehr angenähert richtige Resultate liefert.

Die Gitterconstante berechnet sich hiernach zu 0,3716 mm, durch Ausmessung des Gitters auf der Theilmaschine ergab sich, hiermit in guter Uebereinstimmung, der Werth 0,3717 mm.

1) H. Rubens, Wied. Ann. 54. p. 270. 1894.

2) Naturw. Rundsch. 8. Jahrg. Nr. 36. 1893.

3) Die Beugungsbilder waren bis zur 107. Ordnung noch deutlich erkennbar, das Bild 25. Ordnung bei der Vergrösserung, wie sie ein gewöhnlicher Spectrometer liefert, noch merklich so scharf wie das Bild 1. Ordnung. Es hängt dies naturgemäss mit der äusserst geringen Dispersion des Gitters zusammen.

Tabelle I.

Ordn.	Ablenkung		$\frac{l+r}{2}$ beobachtet	berechnet	δ''
	linkes l	rechtes r			
1	5' 25''	5' 30''	5' 28''	5' 27''	- 1
3	16 15	16 25	16 20	16 21	+ 1
5	27 5	27 25	27 15	27 15	0
7	38 0	38 10	38 5	38 9	+ 4
9	49 10	49 5	49 7	49 3	- 4
11	59 59	59 55	59 57	59 57	0
13	70 45	70 30	70 37	70 51	+14
15	81 50	81 50	81 50	81 45	- 5
17	93 0	92 50	92 55	92 40	-15
19	103 40	103 30	103 35	103 34	- 1
21	114 40	114 30	114 35	114 28	- 7
25	136 0	136 30	136 15	136 17	+ 2
29	158 20	158 10	158 15	158 8	- 7
33	180 5	180 25	180 15	179 57	-18
37	202 10	201 50	202 0	201 47	-13
41	224 15	223 45	224 0	223 38	-22

Die in der vorstehenden Tabelle enthaltenen Messungen wurden mit Benutzung eines an Stelle des Bolometers eingesetzten, mit Fadenkreuz versehenen Oculars ausgeführt, welches mit dem drehbaren Arm starr verbunden war. Wurde dagegen das Ocular entfernt und statt dessen der feststehende Ocularspalt s_2 aufgestellt, wie dies bei radiometrischen Beobachtungen notwendig war, so erhielt man mit Hülfe eines hinter s_2 befindlichen Oculars folgende Einstellung für einige Beugungsbilder der Natriumlinie.

Tabelle II.

Ordn.	Ablenkung beobachtet		$\frac{r+l}{2}$ beobachtet	berechnet	Differenz δ''
	linkes l	rechtes r			
5	16' 17''	16' 23''	16' 20''	16' 20''	0
9	29 45	29 45	29 45	29 42	- 3
13	43 0	42 45	42 57	42 54	- 3
17	56 20	56 0	56 10	56 6	- 4
21	69 25	69 10	69 17	69 18	+ 1
25	82 35	82 20	82 28	82 30	+ 2
29	95 55	95 30	95 42	95 42	0
33	109 5	108 35	108 50	108 54	+ 4

Die Zahlen dieser Tabelle lassen erkennen, dass von den Beugungsbildern 13. Ordnung ab eine schwache Asymmetrie

in Beziehung auf die beobachteten Ablenkungen der rechten und linken Bilder auftritt, welche bei dem Bilde 33. Ordnung eine halbe Minute erreicht, dass hingegen die Mittel aus beiden Ablenkungen mit den berechneten Werthen vorzüglich übereinstimmen. Diese berechneten Werthe sind unter der Annahme einer scheinbaren Gitterconstanten von 0,6139 mm erhalten. Das Verhältniss dieser „scheinbaren“ zur wahren Gitterconstanten 0,3716 ergibt einen Factor 1,6522, mit welchem die hier beobachteten Ablenkungswinkel α zu multipliciren sind, um daraus die Beugungswinkel φ zu erhalten. Da die Grösse dieses Factors wesentlich von der Stellung des Spalts s_2 abhängt, so musste derselbe von Zeit zu Zeit controllirt werden. Die hierbei sich ergebenden Abweichungen betragen indessen weniger als 0,2 Proc.

Ausser dem vorstehend Beschriebenen wurde in einigen wenigen Fällen auch ein Golddrahtgitter von höherer Dispersion in Anwendung gebracht, dessen Gitterconstante $k = 0,06624$ mm betrug. Jedoch sind die hiermit erhaltenen Resultate entsprechend der geringeren Güte dieses Gitters als minder genau anzusehen.

Um die für den vorliegenden Zweck ausreichende Bolometerempfindlichkeit zu erhalten, war es nothwendig, mit einem Galvanometer von grosser Leistungsfähigkeit zu arbeiten. Als solches bewährte sich das kürzlich von Hrn. du Bois und dem einen von uns construirte Panzergalvanometer, welches sich besonders vor allen übrigen Instrumenten durch eine sichere Ruhelage auszeichnet.

Als Bolometer hatte zuerst ein Instrument gedient, dessen temperaturempfindlicher Widerstand aus 13 parallel aufgespannten Eisenstreifen von 0,25 mm Breite und $\frac{1}{200}$ mm Dicke gefertigt und mit Lampenruss geschwärzt war und infolge seines grossen Leitungswiderstandes und hohen Temperaturcoefficienten eine ausserordentlich grosse Empfindlichkeit besass. Da sich indessen durch die späteren Versuche herausstellte, dass die untersuchten Strahlen von einer Russchicht in der angewandten Dicke zum weitaus grössten Theil noch hindurchgelassen werden, wurde das Eisenbolometer gegen ein Platinbolometer vertauscht. Dasselbe bestand aus fünf parallelen $\frac{1}{2}$ mm breiten Platinstreifen von 0,001 mm Dicke.

Es wurde in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt nach Angabe der Herren Lummer und Kurlbaum¹⁾ angefertigt und ist uns durch die Güte des Hrn. Präsidenten Kohlrausch zur Verfügung gestellt worden. Die Schwärzung geschah in der bekannten Weise durch Ueberziehen mit Platinmoor. Dieses Bolometer ergab, obwohl es für Strahlen von geringerer Wellenlänge weniger empfindlich war als das zuerst angewandte, für Strahlen von der Wellenlänge 24μ erheblich grössere Ausschläge als jenes. Es ist hieraus ersichtlich, dass Platinmoor die Eigenschaften eines vollkommen schwarzen Körpers in höherem Maasse besitzt als Lampenruss, eine Thatsache, welche auch schon aus den Versuchen der Herren Lummer und Kurlbaum hervorgeht.

Das benutzte Radiometer ist mit dem von dem einen von uns beschriebenen Instrument²⁾ fast identisch. Es unterscheidet sich von diesem nur insofern, als die Flussspathplatte aus demselben entfernt und an Stelle der Glimmerplatte eine ca. $2\frac{1}{2}$ mm dicke Chlorsilberplatte eingesetzt war, welche, wie sich aus den Vorversuchen ergeben hat, selbst für Strahlen von der Wellenlänge 24μ noch hinreichende Durchlässigkeit besitzt.³⁾ Die Flügel des Radiometers waren mit feinem Eisenoxydpulver geschwärzt. Die anfänglich beobachteten Störungen der Nulllage des Instrumentes, welche von Erschütterungen des Gebäudes herrührten, liessen sich durch Benutzung einer W. H. Julius'schen Aufhängung⁴⁾ vollkommen beseitigen. Ferner gelang es ohne Schwierigkeiten, das Instrument gegen störende Einflüsse thermischer Art so weit zu isoliren, dass die einzelnen Ausschläge bei einem Scalenabstand von ca. 3000 Theilen auf ungefähr 0,2 Theile genau abgelesen werden konnten. Trotz der beträchtlichen Absorption der Chlorsilberplatte erwies sich das Radiometer für Strahlen von der Wellen-

1) O. Lummer u. F. Kurlbaum, Wied. Ann. **46**. p. 204. 1892.

2) E. F. Nichols, l. c. p. 2.

3) Die gute Durchlässigkeit des Chlorsilbers für Wärmestrahlen von grosser Wellenlänge ist zuerst von C. Schulze-Sellack, Pogg. Ann. **139**. p. 192. 1870, aufgefunden worden. Die von uns benutzten Platten sind die nämlichen, mit welchen Schulze-Sellack seine Untersuchungen ausführte.

4) W. H. Julius, Wied. Ann. **56**. p. 151. 1895.

länge 24μ ungefähr zwei- bis dreimal so empfindlich als das oben beschriebene Platinbolometer. Berücksichtigt man ferner die Unterschiede beider Instrumente in Bezug auf die Stabilität des Nullpunktes, so darf man wohl die Genauigkeit des Radiometers angenähert fünfmal so hoch veranschlagen als diejenige unseres Bolometers.

Trotz dieser grossen Vorzüge des Radiometers haben wir indessen bei den im Folgenden beschriebenen Versuchen auf den Gebrauch des Bolometers nicht verzichten können, da es sich, insbesondere bei Anstellung der Vorversuche darum handelte, jedes absorbirende Medium im Strahlengang zu vermeiden.

Zweiter Theil. Anwendung der Methode.

Vorversuche.

Wir begannen unsere Versuche mit der Analyse von Wärmestrahlen, welche von einem mit Eisenoxyd bedeckten rothglühenden Platinblech ausgingen und an drei senkrecht zur Axe geschnittenen Quarzplatten reflectirt wurden. Die Concentration der Strahlen geschah hierbei noch mit Hülfe einer Steinsalzlinse an Stelle des in Fig. 1 mit b bezeichneten Hohlspiegels. Als Instrument zur Messung der Wärmestrahlen diente das mit Russ geschwärzte Eisenbolometer. Die spectrale Zerlegung der Strahlen mit Hülfe des Beugungsgitters g ergab zu beiden Seiten des Centralbildes die Beugungsbilder erster und dritter Ordnung, deren Maxima um $1^{\circ} 22'$ bez. $4^{\circ} 6'$ von der Mitte des Hauptbildes entfernt lagen. Es entspricht dies einer Wellenlänge von $8,87 \mu$ bez. $8,82 \mu$, im Mittel $8,85 \mu$, also nahezu dem gleichen Betrag, welchen der eine von uns für das zweite Reflexionsmaximum für Quarz erhalten hat. Eine Trennung der beiden Reflexionsmaxima war bei dieser Versuchsanordnung infolge der beträchtlichen Breite des Spaltes s_1 sowohl als auch des Bolometers von $3,6 \text{ mm}$, nicht möglich. Dieser Versuch ergab uns die Bestätigung für die Richtigkeit des unserer Methode zu Grunde liegenden Gedankens und ist ferner als ein Beweis dafür anzusehen, dass unser Beugungsgitter bis zu Ablenkungswinkeln von 4° noch brauchbare Resultate liefert.¹⁾

1) Eine graphische Darstellung dieser Versuchsreihe findet sich in der oben citirten Abhandlung, Naturw. Rundsch. 11. Jahrg. Nr. 43. p. 547.

Im Anschluss an diesen Versuch beschäftigten wir uns mit der Frage, ob sich die beobachteten Eigenthümlichkeiten in der spectralen Zusammensetzung der mehrfach an Quarzflächen reflectirten Strahlung auch in dem Emissionsspectrum des Quarzes wiederfinden. Gustav Magnus hat bereits im Jahre 1870 Versuche ähnlicher Art beschrieben.¹⁾ Er beobachtete, dass eine 5 mm dicke Steinsalzplatte nur etwa $\frac{1}{3}$ der von reinem, auf ungefähr 150° erwärmten Steinsalz ausgehenden Strahlen hindurchliess. Diese Versuche haben wir mit Benutzung der von Magnus angegebenen Heizvorrichtung für Steinsalz wiederholt und auf Quarz ausgedehnt. Es gelang uns, die von Magnus für Steinsalz erhaltenen Resultate vollständig zu bestätigen. Die von der Quarzplatte ausgehenden Wärmestrahlen wurden mit dem Beugungsgitter spectral zerlegt und die Lage des Maximums der Beugungsbilder erster Ordnung mit Hülfe des Bolometers aufgesucht. Die dem Maximum zugehörige Wellenlänge ergab sich indessen nicht wie bei der dreifach an Quarz reflectirten Strahlung gleich $8,8 \mu$, sondern betrug $6,0 \mu$; auch war der Charakter der Spectren in beiden Fällen ein völlig verschiedener. Während man nach dreimaliger Reflexion an Quarzplatten eine angenähert homogene Strahlung erhält, bei welcher der weitaus grösste Theil der gesammten Strahlung um weniger als 10 Proc. in seiner Wellenlänge differirt, ergibt die auf ungefähr 150° erwärmte Quarzplatte ein Energiespectrum, welches durch eine sanft ansteigende und ebenso allmählich absinkende Energiecurve dargestellt wird und mehr als drei Octaven umfasst. Der Grund für dieses verschiedenartige Verhalten der Stoffe in Bezug auf Emission und Reflexion von Wärmestrahlen ist in der Thatsache zu suchen, dass das Auftreten metallischer Reflexion einen ausserordentlich viel höheren Grad von Absorption voraussetzt, als die Fähigkeit Wärmestrahlen auszusenden. Ist die Absorption gering, so ist zwar die Emission der vordersten Schichten entsprechend klein, dagegen können die von den dahinterliegenden Schichten ausgehenden Wärmestrahlen durch die vorderen hindurch in den Raum gelangen. Denkt man sich die Absorption mehr und mehr gesteigert,

1) G. Magnus, Pogg. Ann. 139. p. 445. 1870.

bis eine Schicht von der Dicke des strahlenden Körpers einen durchgehenden Strahl nahezu vollständig absorbiert, so wird eine weitere Vergrößerung der Absorption ein wesentliches Anwachsen der Emission nicht mehr zur Folge haben können. Die benutzte Quarzplatte hatte eine Dicke von 2,5 mm und absorbierte die Strahlen von der Wellenlänge $\lambda = 2,5 \mu$ bereits merklich, diejenigen von $\lambda = 4,5 \mu$ nahezu vollständig, wodurch die beträchtliche Ausdehnung des von der heissen Platte ausgesandten Wärmespectrums erklärt wird. Es ist hiernach leicht verständlich, dass sich diese Ausdehnung des Wärmespectrums um so mehr verringert, je dünner die strahlende Platte gewählt wird, und dass man schliesslich eine Grenze erreichen muss, bei welcher das Emissionsspectrum mit dem durch den Reflexionsversuch erhaltenen nahezu identisch ist, vorausgesetzt, dass es gelingt, genügend dünne Schichten herzustellen. Schon Gustav Magnus hat im Anschluss an seine Untersuchungen ähnliche Betrachtungen angestellt und dieselben mit seinen Versuchen in Uebereinstimmung gefunden.

Untersuchte Substanzen.

Wir haben im Ganzen 11 Substanzen in den Kreis unserer Betrachtung gezogen, es ist uns jedoch nur bei vierten gelungen das Vorhandensein, bei dreien die Lage des Gebietes metallischer Reflexion nachzuweisen. Die untersuchten Stoffe sind: Quarz, Glimmer, Flusspath, Steinsalz, Sylvin, Crown-glas, Flintglas, Schwefel, Alaun, Schellack und Kalkspath. Die ersten drei der genannten Substanzen sind in Bezug auf die Wellenlänge ihrer Absorptionsbanden mit Hülfe des Beugungsgitters g nach der oben beschriebenen Methode untersucht worden. Bei Steinsalz war es uns zwar möglich, nach fünfmaliger Reflexion an Flächen dieser Substanz eine Strahlung zu erhalten, welche durch dünne Steinsalzsichten zum weitaus grössten Theil absorbiert wird, jedoch war eine exacte Messung der Wellenlänge dieser Strahlen infolge ihrer geringen Energie bis jetzt nicht durchführbar.

Quarz.

Am einfachsten gestalteten sich die Versuche bei Quarz. Die Strahlen besitzen infolge der relativ kleinen Wellenlänge

der Absorptionsstreifen nach viermaliger Reflexion an Quarzflächen noch beträchtliche Energie, sodass man die Messung der Wellenlänge im Spectrum erster und zum Theil auch dritter Ordnung mit Spaltbreiten von 1—1,5 cm bequem ausführen kann, wenn man als Wärmequelle die Zirkonlampe und das Radiometer zur Messung der Energie der Wärmestrahlen benutzt. Im Gegensatz zu der im Anfang beschriebenen Versuchsreihe wurde bei dieser, wie bei allen späteren an Stelle der Steinsalzlinse der in Taf. III Fig. 1 mit b bezeichnete Hohlspiegel zur Concentration der Strahlen verwendet. In Fig. 3 sind die Resultate einer solchen Versuchsreihe graphisch dargestellt. Die Abscissen bedeuten die Winkelstellungen des drehbaren Spiegelarmes, die Ordinaten die beobachteten Radiometerausschläge. Die Breite der Spalte s_1 und s_2 betrug bei dieser Beobachtungsreihe 1,5 mm. Der im Maximum des Centralbildes abgelesene Ausschlag ergab 325 mm.

In der Fig. 3 sind im Ganzen neun Maxima deutlich zu erkennen.¹⁾ Das mittelste A ist das Hauptbild. Die beiden Erhebungen, welche diesem am nächsten liegen, B_1 und B_2 , entsprechen den Bildern erster Ordnung des bereits früher beobachteten Absorptionsstreifens. Die hierzu gehörigen Bilder dritter Ordnung zeigen infolge ihrer grösseren Dispersion zwei deutlich detrennte Maxima $C_1 C_1'$ und $C_2 C_2'$, von denen das äussere (C_1 bez. C_2) das stärkere ist.

Ausser den bisher genannten zeigt die Figur jedoch zwei weitere sehr scharf ausgeprägte Erhebungen D_1 und D_2 , von welchen bei der früher besprochenen Versuchsreihe nicht das Mindeste zu bemerken war. Der Grund hierfür ist in der Thatsache zu suchen, dass bei der zuvor angestellten Versuchsreihe eine Steinsalzlinse zur Concentration der Strahlen benutzt worden war, welche die den Erhebungen D_1 und D_2 entsprechenden Strahlen nahezu vollständig absorbiert. In der That verschwinden die beiden Erhebungen vollkommen, wenn man einen Steinsalzwürfel von 2,6 cm Seite in den Strahlengang einschaltet, während B_1 und B_2 , sowie $C_1 C_1'$ und $C_2 C_2'$ um ungefähr 10 Proc. tiefer erscheinen.

1) Die Ordinaten der Erhebungen A , B_1 und B_2 sind in Fig. 2 in $\frac{1}{10}$ der beobachteten Grössen aufgetragen.

Die Entfernung sämmtlicher Maxima von der Mitte des Hauptbildes A und die hieraus sich ergebenden Wellenlängen sind für die im Vorstehenden beschriebene und für eine zweite, hier nicht im einzelnen mitgetheilte Versuchsreihe in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Tabelle III.

Bezeichnung des Maximums	Ablenkungswinkel α		" Mittel	Wellen- länge λ
	Versuchsreihe I	Versuchsreihe II		
B_1	49'	50'	} 49' 30''	8,85 μ
B_2	50	49		
C_1	2° 31 $\frac{1}{2}$ '	2° 32'	} 2° 31 38	9,02
C_2	2 31	2 32		
C_1'	2 24 $\frac{1}{2}$	2 23	} 2 23	8,50
C_2'	2 22 $\frac{1}{2}$	2 22		
D_1	1 56 $\frac{1}{2}$	1 57	} 1 56 30	20,75
D_2	1 56 $\frac{1}{2}$	1 56		

Hiernach besitzt der Quarz an drei eng begrenzten Gebieten im ultrarothem Spectrum metallische Reflexion, deren Mitte die Wellenlängen 8,50 μ , 9,02 μ und 20,75 μ zukommen. Die ersten beiden, welche in unmittelbarer Nähe voneinander liegen, sind von dem einen von uns bereits früher aufgefunden worden.¹⁾ Die damals erhaltenen Werthe der mittleren Wellenlänge waren 8,42 und 8,80, von welchen der eine um 1,0, der andere um 2,7 Proc. hinter den hier gegebenen zurückbleiben. Diese Differenz findet indessen ihre Erklärung in der mit wachsender Wellenlänge zunehmenden Unreinheit des prismatischen Spectrums, wodurch die Maxima des Reflexionsvermögens nach Seite der kleineren Wellenlängen verschoben werden und zwar das zweite Maximum ($\lambda = 9,02 \mu$) um einen grösseren Betrag als das erste ($\lambda = 8,50 \mu$). Für diese Ansicht spricht auch die Thatsache, dass bei den vorliegenden Versuchen das zweite Maximum das stärkere, bei den früheren dagegen das schwächere ist.

Wie bereits zu Anfang erwähnt wurde, liefert die aus den früheren Dispensionsmessungen berechnete Constante λ_2 der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformel einen Werth von angenähert 10 μ für die Mitte des ultrarothem Absorptions-

1) E. F. Nichols, l. c. p. 9.

streifens im Quarz. Es ist hiernach in hohem Maasse wahrscheinlich, dass sich der Einfluss des bei $\lambda = 20,75 \mu$ gelegenen Absorptionstreifens bereits in dem Spectralgebiet bemerkbar macht, welches zwischen dem sichtbaren Spectrum und der Wellenlänge $4,2 \mu$ liegt. Jedenfalls ist es nicht möglich die früheren Dispersionmessungen auch nur angenähert durch die Formel (1) darzustellen, wenn man für λ_2 Werthe zwischen $8,5 \mu$ und $9,0 \mu$ einsetzt. Dagegen gelingt dies vollständig, wenn man auf der rechten Seite der Formel (1) ein dem zweiten gleich gebildetes drittes Glied hinzufügt. Man erhält dann.

$$(3) \quad n^2 = b^2 + \frac{M_1}{\lambda_2 - \lambda_1^2} - \frac{M_2}{\lambda_2^2 - \lambda^2} - \frac{M_3}{\lambda_3^2 - \lambda^2}.$$

Setzt man hierin $\lambda_2 = 8,85 \mu$, was angenähert der mittleren Wellenlänge der beiden benachbarten Absorptionstreifen entspricht und $\lambda_3 = 20,75 \mu$, so lässt sich die Gleichung (3), welche ebenso wie (1) nur fünf willkürliche Constanten enthält, bis in die Nähe des Absorptionsgebietes unseren beiderseitigen Beobachtungen genügend anpassen.

Die folgende Tabelle enthält für einige Wellenlängen des ultravioletten, sichtbaren und ultrarothten Spectrums die beobachteten und mit Hülfe der Formel (3) berechneten Werthe der Brechungsexponenten. Die Constanten M_1 und λ_1 sind den Rechnungen des Hrn. Ketteler ¹⁾ direct entnommen und die Grösse b^2 aus der von Hrn. Ketteler gegebenen Constanten a^2 mit Hülfe der Gleichung

$$b^2 = a^2 + \frac{M_2}{\lambda_2^2} + \frac{M_3}{\lambda_3^2}$$

abgeleitet. ²⁾ Die beiden übrigen Constanten M_2 und M_3 wurden mit Benutzung der Wellenlängen $2,84 \mu$ und $4,20 \mu$ sowie der dazu gehörigen Brechungsexponenten berechnet.

Die Uebereinstimmung der mittels Gleichung (3) berechneten Werthe mit den auf indirectem Wege (durch Beobachtung des Reflexionsvermögens) erhaltenen ist zwar erheblich schlechter als die mit den direct gemessenen, doch lassen sich die hier auftretenden Differenzen vollständig erklären, wenn man an-

1) E. Ketteler, Wied. Ann. **30**. p. 312. 1887.

2) Vgl. H. Rubens l. c. Wied. Ann. **53**. p. 268. 1894.

nimmt, dass an der betreffenden Stelle des Spectrums 1 bis 2 Proc. diffuser Strahlung von der Wellenlänge $1,4 \mu$ oder 0,3 Proc. von der Wellenlänge $8,5 \mu$ vorhanden ist. Die erste dieser Wellenlängen entspricht angenähert dem Emissionsmaximum der Zirkonlampe, die zweite der Mitte des in der Nähe des untersuchten Spectralgebietes befindlichen Absorptionsstreifens. Ein zweiter noch gewichtigerer Grund für das Auftreten der genannten Differenzen liegt in der Thatsache, dass die Gleichung (3) mit grösserer Annäherung an den Absorptionsstreifen ihre Gültigkeit verliert; bei $\lambda = 8 \mu$ würde dieselbe bereits negative Werthe für das Quadrat des Brechungs-exponenten ergeben. Zieht man die Vorsichtsmaassregeln in Betracht, welche der eine von uns ¹⁾ zur Erzeugung eines möglichst reinen Spectrums angewandt hat, so gelangt man zu dem Schluss, dass die mit wachsender Wellenlänge zunehmenden Abweichungen wahrscheinlich zum grössten Theil von dieser Unzulänglichkeit der Formel herrühren.

Tabelle IV. ²⁾

Wellenl. λ	n beob.	n ber.	Diff. $\delta \cdot 10^4$	Wellenl. λ	n beob.	n ber.	Diff. $\delta \cdot 10^4$
0,19881	1,65070	1,65077	+0,7	1,969	1,5216	1,5216	0
0,27467	1,58750	1,58757	+0,7	2,84	1,5039	1,5039	0
0,35818	1,56400	1,56395	-0,5	3,63	1,4799	1,4801	+2
0,4341	1,55387	1,5539	0	4,20	1,4569	1,4569	0
0,5350	1,54663	1,5466	0	5,0	1,417	1,412	-50
0,6563	1,54181	1,5419	+1	5,8	1,368	1,339	-290
0,7682	1,53893	1,5390	+1	6,45	1,274	1,241	-330
1,160	1,5329	1,5329	0	7,0	1,167	1,096	-710

$$b^2 = 4,57877$$

$$M_1 = 0,010654$$

$$M_2 = 44,224$$

$$M_3 = 713,55$$

$$\lambda_1^2 = 0,010627$$

$$\lambda_2^2 = 78,22$$

$$\lambda_3^2 = 430,56$$

1) E. F. Nichols, l. c. p. 9.

2) Die Dispersionsbestimmungen zwischen den Wellenlängen $\lambda = 0,19881$ und $0,35818 \mu$ rühren von Sarasin, diejenigen zwischen $\lambda = 0,4341$ und $4,20 \mu$ von Rubens, diejenigen zwischen 5 und 7μ von Nichols her.

Glimmer.

Entsprechend seinem hohen Kieselsäuregehalt¹⁾ liefert Glimmer nach viermaliger Reflexion eine Strahlung, welche der soeben betrachteten sehr ähnlich ist. Taf. III Fig. 4 enthält die Ergebnisse einer Versuchsreihe, bei welcher die von der Zirkonlampe ausgehende Strahlung an vier ebenen Glimmerplatten, deren Rückfläche mit Schellack bedeckt war, reflectirt und mit Hilfe des Beugungsgitters und Radiometers analysirt wurde. Die beiden Spaltbreiten betragen bei diesem Versuch 2 mm. Die Curve zeigt ausser dem Centralbild $A^2)$ auf jeder Seite drei Erhebungen, welche Gebieten metallischer Reflexion entsprechen. Dass es sich hier ausschliesslich um Bilder erster Ordnung handelt, erkennt man an dem Umstand, dass die Einschaltung des oben genannten Steinsalzwürfels die Erhebungen $D_1 D_1'$ bez. $D_2 D_2'$ sofort zum Verschwinden bringt. Die genaue Lage und zugehörige Wellenlänge der Maxima giebt die folgende Tabelle.

Tabelle V.

Bezeichnung	Ablenkungswinkel α	α Mittel	Wellenlänge λ
B_1	51'	} 51 $\frac{1}{2}$ '	9,20 μ
B_2	52'		
D_1	2° 0'	} 1° 59'	21,25
D_2	1 58		
D_1'	1 43		
D_2'	1 43		
		1 43	18,40

Mit Ausnahme des Maximums bei $\lambda = 18,40 \mu$ liegen alle Erhebungen den bei Quarz beobachteten sehr nahe. Da infolge der beträchtlichen Spaltbreite und der geringen Dispersion des Gitters über die Energievertheilung innerhalb der Maxima B_1 und B_2 aus den in Fig. 4 enthaltenen Beobachtungen keine Schlüsse gezogen werden konnten³⁾, wurde

1) Der Kieselsäuregehalt des Glimmers beträgt nach Beobachtungen von Rammelsberg 45 bis 47 Proc. (Naumann, Mineralogie).

2) Die Ordinaten des Centralbildes A sind in Fig. 4 in halber Grösse aufgetragen.

3) Die Bilder 3. Ordnung konnten infolge ihrer geringen Intensität nicht mehr untersucht werden.

die Untersuchung dieses Streifens sowie des entsprechenden von Quarz mit Hilfe des oben erwähnten Gitters von grösserer Dispersion wiederholt. Die Ergebnisse dieser Versuche sind in Taf. III Fig. 5 graphisch dargestellt. Die ausgezogene Curve giebt die Energievertheilung der an Glimmer, die punktirte diejenige der an Quarz viermal reflectirten Strahlen, bei einer Spaltbreite von 2 mm und Benutzung der Zirkonlampe. Die Mitte des Hauptbildes liegt für beide Curven bei $199^{\circ}55'$. Man ersieht aus den Curven der Fig. 5, dass das Reflexionsvermögen von Quarz in diesem Absorptionsgebiet bedeutend grösser ist als dasjenige von Glimmer. Ferner ist zu erkennen, dass die in Fig. 4 mit B_1 bez. B_2 bezeichnete Erhebung aus zwei getrennten Maximis besteht, deren Wellenlängen mit den entsprechenden von Quarz nicht genau übereinstimmen. Die Wellenlänge dieser Maxima ergibt sich aus Fig. 5 für Glimmer gleich 8,32 bez. 9,38 μ , für Quarz gleich 8,52 bez. 9,03 μ . Diese beiden letztgenannten Zahlen sind mit den Ergebnissen unserer früheren Versuche (8,50 bez. 9,02 μ) in guter Uebereinstimmung.

Wir glauben aus unseren Beobachtungen an Glimmer den Schluss ziehen zu können, dass dieser Stoff die Gebiete metallischer Reflexion, vielleicht mit Ausnahme des bei $\lambda = 18,40 \mu$ liegenden Streifens, seinem Gehalt an Kieselsäure verdankt. Die geringe Verschiedenheit in der Lage der beobachteten Reflexionsmaxima entspricht hierbei vollkommen dem bereits durch optische Versuche bekannten Einfluss, welchen das Lösungsmittel auf das Absorptionsspectrum des gelösten Körpers ausübt.

Flussspath.

Lässt man die von einem mit Flussspathpulver bedeckten erhitzten Platinblech ausgehende Strahlung dreimal an Flussspathflächen reflectiren, so ergibt sich eine Reststrahlung, welche von einer dünnen Flussspathplatte vollständig absorbirt wird. Verwendet man an Stelle des mit Flussspathpulver geschwärzten Platinblechs die Zirkonlampe, so erhält man bedeutend grössere Ausschläge, aber es wird eine vierte Reflexion an einer Flussspathfläche nothwendig, um die dem Absorptionsstreifen entsprechenden Strahlen von denjenigen kürzerer Wellenlänge vollkommen zu reinigen. Auch dann

ist infolge der hohen Temperatur der Zirkonlampe die Energie der Strahlen noch etwas grösser, wie in dem zu Anfang erwähnten Fall.

Die ersten Versuche, welche wir zur Bestimmung der mittleren Wellenlänge dieser Strahlen unternahmen, wurden mit Hülfe des mit Russ geschwärzten Eisenbolometers ausgeführt. Als Wärmequelle diente das erwähnte, mit Flussspathpulver bedeckte, auf angenähert 1000° erhitze Platinblech. Die Concentration der Strahlen erfolgte mit Hülfe zweier Hohlspiegel an Stelle des einen, welcher in Fig. 1 mit b bezeichnet ist. Die Ausschläge waren indessen in den Beugungsbildern zu gering, um einen einigermaassen sicheren Werth für die Wellenlänge des Maximums erkennen zu lassen. Dies gelang uns erst, als wir das mit Russ geschwärzte Eisenbolometer gegen das mit Platinmoor überzogene Platinbolometer vertauschten. Mit diesem Instrument haben wir schliesslich bei einer Spaltbreite von 3,6 mm im Maximum der Beugungsbilder erster Ordnung Ausschläge von 5,0 mm erhalten, während die Temperaturempfindlichkeit nicht mehr als $1,6 \times 10^{-5}$ Celsiusgrade betrug. Da bei diesem Empfindlichkeitsgrad jeder einzelne Ausschlag auf einige Zehntel Millimeter genau gemessen werden konnte, war es uns möglich, mit Hülfe dieser Anordnung die Lage des Maximums auf etwa 1 Proc. genau festzustellen. Drei solcher Versuchsreihen lieferten uns die folgenden Werthe für die Entfernung der Maxima der Beugungsbilder von der Mitte des Centralbildes und für die zugehörige Wellenlänge λ .

Tabelle VI.

Versuchsreihe Nr.	Entfernung des Beugungsbildes von dem Centralbild		Wellenlänge λ
	rechtes	linkes	
I	3° 45'	3° 41'	24,2 μ
II	3 48	3 47	24,7
III 1)	3 44	3 46	24,4
			Mittel 24,4 μ

1) Die mit III bezeichnete Serie ist in der citirten Abhandlung, Naturw. Rundsch., graphisch dargestellt.

Nachdem wir durch Versuche festgestellt hatten, dass diese Strahlen, welche von Flussspath vollständig, von Steinsalz und Sylvin sehr stark absorbirt werden, durch dünne Platten von geschmolzenem Chlorsilber noch in beträchtlichem Maasse hindurchgehen, versahen wir das Radiometer mit dem zu Anfang erwähnten Chlorsilberfenster und wiederholten unsere Messungen der mittleren Wellenlänge dieser Strahlen mit Hülfe dieses Instruments. Als Wärmequelle diente uns hierbei der Zirkonbrenner und die Reflexion der Strahlen geschah an vier Flussspathflächen. Wir hatten also bei diesen Versuchen gegenüber den zuvor beschriebenen folgende Variationen herbeigeführt.

1. Aenderung der Wärmequelle (Zirkonbrenner an Stelle des Platinblechs);
2. Vermehrung der Zahl der Reflexionen an Flussspathflächen von drei auf vier;
3. Aenderung der Spectralanordnung (vgl. Theil I);
4. Anwendung des mit Eisenoxyd geschwärzten Radiometers an Stelle des mit Platinmoor geschwärzten Bolometers;
5. Einführung einer $2\frac{1}{2}$ mm dicken Chlorsilberplatte in den Strahlengang (Radiometerfenster).

Die Resultate, welche wir mit dieser Anordnung erhielten, sind in der gleichen Weise wie oben in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Sie stimmen in sich, entsprechend der grösseren Genauigkeit des Radiometers, erheblich besser überein als die oben erhaltenen Werthe, zeigen aber diesen gegenüber eine Differenz, welche ausserhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler beider Reihen liegt.

Tabelle VII.

Versuchsreihe Nr.	Entfernung des Beugungsbildes von dem Centralbild		Wellenlänge λ
	rechtes	linkes	
I	2° 13'	2° 13'	23,8
II	2 12	2 13	23,7
III	2 12	2 13	23,7

Mittel 23,73

Den wesentlichsten Grund dieser Abweichungen erkannten wir sehr bald in der selectiven Absorption der Chlorsilber-

platte, welche die in dem Beugungsbild enthaltenen Strahlen grösserer Wellenlänge erheblich stärker absorbiert als die übrigen und dadurch eine Verschiebung des Maximums nach Seite der kürzeren Wellen bewirkt. Die Bestimmung der selectiven Absorption unseres Chlorsilberfensters geschah in folgender Weise. An verschiedenen Stellen des Spectrums erster Ordnung wurde die Energie möglichst genau gemessen und darauf, nach Einschalten einer zweiten Chlorsilberplatte in den Strahlengang die Messung wiederholt. Aus diesen Beobachtungen und den bekannten Dicken der beiden Chlorsilberplatten liess sich angenähert berechnen, dass das Radiometerfenster bei $\alpha = 2^{\circ} 10' 40$ Proc., bei $\alpha = 2^{\circ} 15' 37$ Proc. und bei $\alpha = 2^{\circ} 20'' 33$ Proc. der auffallenden Strahlung hindurchlässt. Hieraus ergibt sich eine durch die selective Absorption des Radiometerfensters bedingte Verschiebung des Maximums um angenähert $3\frac{1}{2}$ Minuten; es entspricht dies einem Unterschied der Wellenlängen von angenähert $0,62 \mu$, wodurch die Differenz in den Mitteln unserer beiden Versuchsreihen vollständig erklärt wird.

Von den in der Tab. VII angeführten Versuchsreihen ist die mit I bezeichnete in Fig. 6 graphisch dargestellt. Dieselbe ist bei einer Spaltbreite von 3,5 mm aufgenommen. Die Ausschläge betragen in der Mitte des Centralbildes 56, im Maximum der Beugungsbilder 12 mm. Eine andere Versuchsreihe, welche mit geringerer Spaltbreite (2 mm) aufgenommen wurde, ist in Taf. III Fig. 6 durch eine punktirte Linie angedeutet. Es scheint aus dieser hervorzugehen, dass das beobachtete Maximum wahrscheinlich aus zwei gesonderten Erhebungen besteht; doch ist uns eine Trennung derselben infolge der geringen Strahlungsenergie nicht gelungen.

Die Curven der Fig. 6 lassen erkennen, dass in den Beugungsbildern der Anstieg zum Maximum auf Seite der kürzeren Wellen erheblich steiler als auf Seite der längeren Wellen erfolgt. Noch viel stärker tritt dieser Unterschied in den mit Hülfe des Bolometers ausgeführten Versuchsreihen hervor, da bei dem Radiometer die Abnahme der Intensität der Strahlen mit zunehmender Wellenlänge durch die wachsende Absorption des Chlorsilberfensters verstärkt wird. Aus diesem Grunde sind die mit Hülfe des Radiometers beobachteten

Strahlen homogener als diejenigen, welche das Bolometer anzeigt. Von den ersteren kann man, wenn man die Breite des Hauptbildes mit derjenigen des Beugungsbildes vergleicht, mit Sicherheit behaupten, dass der bei weitem grösste Theil dieser Strahlen in seiner Wellenlänge um weniger als 10 Proc. von der Grösse $23,7 \mu$ abweicht.

Steinsalz.

Erheblich schwieriger als bei Quarz, Glimmer und Flussspath ist die Ausführung der Reflexionsversuche bei dem Steinsalz. Ein wesentliches Hinderniss bildet hier die eigenthümliche Beschaffenheit des Materials, bei welchem gut polirte ebene Oberflächen meist sehr schwer herzustellen und noch schwerer zu conserviren sind. Indessen haben wir diese Schwierigkeiten durch Benutzung eines besonders reinen Materials¹⁾ schliesslich überwunden und eine Anzahl tadelloser Steinsalzflächen hergestellt, welche sich während mehrerer Wochen ohne besonderen Schutz vortrefflich hielten. Wurden die Strahlen der Zirkonlampe an drei solchen Steinsalzflächen reflectirt, so beobachtete man mit Hülfe des Bolometers eine Strahlung, welche kaum mehr als ein Zehntausendstel der ursprünglichen Energie besass und sich in Bezug auf ihre Absorption durch eine Steinsalzplatte noch angenähert ebenso verhielt, wie Wärmestrahlen gewöhnlicher Art. Wurde die Zahl der Reflexionen von drei auf vier vermehrt, so ergab sich eine Reststrahlung, von welcher noch ungefähr 60 Proc. durch Steinsalz hindurchging. Erst nach fünfmaliger Reflexion an Steinsalzflächen wurde eine Strahlung erhalten, von welcher mehr als neun Zehntel von einer dünnen Steinsalzplatte absorhirt wurde. Freilich betrug der Ausschlag, welchen das Bolometer für diese Strahlen angab, nur noch ca. 5 mm.

Da die vollständige Vermeidung aller diffusen Strahlung eine unerlässliche Vorbedingung für das Gelingen dieses Versuches bildet, erscheint es angebracht, mit einigen Worten auf die von uns gewählte Versuchsanordnung einzugehen, welche diesen Anforderungen vollständig genügte.

1) Von Stassfurt.

Die Strahlen des Zirkonblättchens a (Fig. 7) wurden, wie bisher, mittels des Hohlspiegels b convergent gemacht und dann an einer Steinsalzfläche p_1 reflectirt. Nachdem sie hierdurch angenähert auf $1/20$ ihrer ursprünglichen Intensität geschwächt waren, gelangten sie durch ein kreisförmiges Loch in einen allseitig geschlossenen, innen geschwärzten Kasten, welcher die vier übrigen Steinsalzflächen (p_2 bis p_5) und das Bolometer B enthielt. Durch Scheidewände, welche im Innern des Kastens an verschiedenen Stellen angebracht waren, wurden die letzten Reste diffuser Strahlen daran verhindert, in das Bolometer zu gelangen und das Auftreten von Luftströmungen vermieden. Das Bolometer functionirte unter diesen Bedingungen so vortrefflich, dass das Mittel aus einer Reihe von zehn Beobachtungen des Ausschlages als auf 0,2 mm genau angesehen werden kann.

Zwar konnte eine Bestimmung der Wellenlänge dieser Strahlen mit Hilfe des Beugungsgitters infolge ihrer geringen Intensität bisher nicht vorgenommen werden, dagegen war es uns möglich, auf Grund der in einem folgenden Abschnitt beschriebenen Versuche zu einer angenäherten Schätzung dieser Grösse zu gelangen.

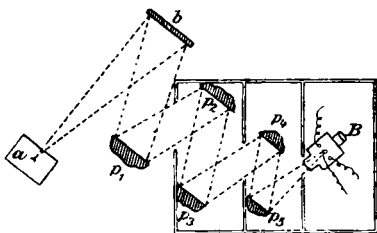


Fig. 7.

Andere Stoffe.

Von den übrigen sieben Substanzen, mit deren Untersuchung wir uns beschäftigt haben, ist es uns nicht gelungen, im ultrarothem Spectrum Gebiete metallischer Reflexion nachzuweisen. Da jedoch unsere diesbezüglichen Beobachtungen mit Hilfe eines Radiometers ausgeführt wurden, dessen Fenster aus einer Chlorsilberplatte bestand, so mussten uns hierbei nothwendig alle diejenigen Absorptionsstreifen entgehen, deren Wellenlänge jenseits der Durchlässigkeitsgrenze des Chlorsilbers liegt. Wir können daher aus unseren Beobachtungen nur den Schluss ziehen, dass die genannten Substanzen im ultrarothem Spectrum bis zu Wellenlängen von mindestens 25μ

Gebiete metallischer Reflexion nicht besitzen. Es ist hiernach keineswegs ausgeschlossen, dass es gelingt, durch Anwendung einer ähnlichen Versuchsanordnung, wie wir sie bei der Untersuchung der mehrfach von Steinsalz reflectirten Strahlen benutzt haben, auch bei diesen Substanzen das Vorhandensein metallischer Reflexion nachzuweisen. Solche Versuche erfordern jedoch mindestens fünf tadellose Flächen, welche uns bei den meisten dieser Substanzen nicht zur Verfügung standen und sind in Bezug auf die Aufstellung und Justirung mit erheblichen Schwierigkeiten verbunden. Wir haben daher nach dieser Richtung hin auf die Ausführung weiterer Versuche verzichtet.

Dritter Theil. Eigenschaften der Strahlen.

Von den Wärmestrahlen grosser Wellenlänge, welche den Gegenstand unserer bisherigen Betrachtung bildeten, haben wir insbesondere diejenigen, welche durch mehrfache Reflexion an Flusspathflächen erhalten wurden, einer eingehenderen Untersuchung hinsichtlich ihrer Absorption, Reflexion und Brechung in verschiedenen Medien unterworfen. Der Grund hierfür ist ein rein praktischer. Im Gegensatz zu den Reststrahlen des Steinsalzes sind diejenigen des Flusspaths ohne Schwierigkeit in hinreichender Stärke zu erhalten. Auch besitzen sie gegenüber den Reststrahlen von Quarz und Glimmer den grossen Vorzug, dass sie einem einzigen Spectralgebiet angehören und dass man daher bei der Untersuchung ihrer Absorption und Reflexion einer Spectralanordnung oder sonstigen Einrichtung zu ihrer Trennung nicht bedarf.

Absorption.

Versuche über Durchlässigkeit der Reststrahlen des Flusspaths haben wir für eine grössere Zahl von festen Körpern ausgeführt. Ein Theil der Resultate dieser Beobachtungen ist in der folgenden Tabelle enthalten, deren Einrichtung ohne weiteres verständlich ist.

Tabelle VII.

Substanz	Dicke in mm	Durchgelassen, in Procenten der auffallen- den Strahlung	Substanz	Dicke in mm	Durchgelassen, in Procenten der auffallen- den Strahlung
Fluorit	4,4	0,0%	Quarz	2,25	0,0°
Steinsalz	1,92	11,0	Glimmer	0,015	9,9
"	5,85	2,1	"	0,032	1,3
"	14,0	0,0	Glas	0,10	0,4
Sylvin	3,6	34,0	Paraffin	4,4	0,0
"	6,3	17,8	Ebonit	2,0	0,0
"	14,3	4,6	Schwefel	2,0	0,0
Chlorsilber	0,25	77,4	Blattgold	angen.	0,0
"	0,45	52,8	"	0,0001	
"	1,7	43,7	"	angen.	
Quarz	0,018	15,7	Blattaluminium	0,001	0,0

In Schichten von mehr als 1 mm Dicke zeigen nur Steinsalz, Sylvin und Chlorsilber eine merkliche Durchlässigkeit. Bei einer Schichtdicke von 1 cm verschwindet diese auch noch für Steinsalz. In sehr dünnen Schichten dagegen ist für Quarz, Glimmer und Glas eine schwache Durchlässigkeit bemerkbar. Die untersuchten Platten aus Flussspath, Paraffin, Ebonit und Schwefel, sowie die beiden Metallschichten erwiesen sich als vollkommen undurchlässig. Ueberhaupt ist es uns nicht gelungen, einen festen Körper ausfindig zu machen, welcher diese Strahlen einigermassen vollkommen hindurchlässt, etwa wie Flussspath die Strahlen des ersten ultrarothern Spectrums bis zu einer Wellenlänge von ungefähr $7\ \mu$. Ein solcher hätte uns die radiometrische Untersuchung dieser Strahlen sehr erleichtert.

Vergleicht man die für verschiedene Schichtdicken des gleichen Materials erhaltenen Durchlässigkeiten, so erkennt man, dass dieselben mit dem Absorptionsgesetz nur sehr unvollkommen übereinstimmen. Es liegt dies in erster Linie an der Inhomogenität der Strahlen; bei den Versuchen mit Chlorsilberplatten tritt noch der Umstand hinzu, dass dieselben niemals rein sind, sondern stets Luftblasen und Einschlüsse verschiedener Art enthalten, sodass bei dieser Substanz die Abweichungen von dem Absorptionsgesetz besonders stark hervortreten.

Durch das eigenthümliche Verhalten unserer Bolometer gegenüber den mehrfach an Flussspathflächen reflectirten

Strahlen veranlasst, haben wir einige Versuche angestellt, um festzustellen, in welchem Betrag diese Strahlen von einer Russchicht absorbiert werden. Zu diesem Zweck wurde eine dünne Chlorsilberplatte und eine ebene Messingplatte mit einer mässig dicken Russchicht bedeckt, wie man sie zum Schwärzen der Bolometer verwendet und die Durchlässigkeit der Chlorsilberplatte sowie das Reflexionsvermögen der Messingplatte vor und nach der Berussung beobachtet. Es ergab sich, dass die Durchlässigkeit der ersteren um kaum $\frac{1}{3}$, das Reflexionsvermögen der letzteren um weniger als die Hälfte seines ursprünglichen Betrages abgenommen hatte.

Aus diesen Versuchen geht hervor, dass Russ in der angewandten Schichtdicke für Strahlen von dieser Wellenlänge auch nicht angenähert mehr die Eigenschaften eines vollkommen schwarzen Körpers besitzt. Zwar lassen sich Russchichten von solcher Schichtdicke herstellen, dass die untersuchten Strahlen darin nahezu vollkommen absorbiert werden, es würde sich aber nicht empfehlen, derartige Schichten zum Schwärzen des Bolometers anzuwenden, da ihre Wärmeleitung zu gering ist.

Es erschien uns ferner von Interesse, zu untersuchen, ob diese Strahlen von Wasserdampf und Kohlensäure merklich absorbiert werden, wie dies mit den Wärmestrahlen von kürzerer Wellenlänge vielfach der Fall ist. Es wurde zu diesem Zweck durch den Collimator des Spectrobolometers (Fig. 1 f) zeitweilig ein Strom von Kohlensäure bez. trockener Luft geleitet; ein Einfluss auf die Intensität der Strahlen konnte indessen hierbei nicht wahrgenommen werden. Ebenso war es in Bezug auf die Grösse der beobachteten Ausschläge gleichgültig, ob man in der Nähe der Wärmequelle einen Wasserdampfstrahl in den Strahlengang hineinbliess oder nicht. Die Absorptionsfähigkeit von Wasserdampf und Kohlensäure für diese Strahlen scheint hiernach sehr klein zu sein.

Die Versuche, welche wir zu dem Zweck unternahmen, die Absorption der an fünf Steinsalzflächen reflectirten Strahlen in verschiedenen Stoffen festzustellen, liessen uns erkennen, dass fast alle Körper diesen Strahlen gegenüber noch viel undurchlässiger sind als für die Reststrahlen des Flusspaths. — Steinsalz, Sylvin, Chlorsilber und Flusspath absorbiren

dieselben in den dünnsten uns zur Verfügung stehenden Schichten bereits vollständig, ebenso Schwefel, Ebonit, Glas und Quarz in Schichten von einigen Millimetern Dicke. Unter den von uns untersuchten Körpern ist Paraffin der einzige, welcher eine merkliche Durchlässigkeit besitzt. Eine Paraffinplatte von 1,5 mm Dicke liess annähernd die Hälfte dieser Strahlen hindurch.

Wir beabsichtigen, zur weiteren Untersuchung dieser Strahlen ein Radiometer zu construiren, dessen Fenster aus einer dünnen Paraffinplatte besteht und mit Hülfe dieses Instruments eine exacte Messung der Wellenlänge zu versuchen.

b) Reflexion.

Zur Bestimmung des Reflexionsvermögens, welches eine Reihe von Substanzen für die Reststrahlen des Flusspaths besitzen, haben wir uns einer Methode bedient, welche in Fig. 8 skizzirt ist. Die von der Lichtquelle a ausgehenden Strahlen gelangen nach ihrer Reinigung durch die vier Flussspathflächen p_1 bis p_4 zur Reflexion an der zu untersuchenden Substanz, bez. an einem zum Vergleich dienenden Silber Spiegel (r). Nach dieser Reflexion vereinigen sie sich auf dem Spalt s_1 des Spectrometers, von wo aus der Strahlengang genau der gleiche ist, wie in dem durch Fig. 1 wiedergegebenen Schema. Die Vertauschung der zu untersuchenden Platte mit dem zum Vergleich dienenden Silber Spiegel geschah mit Hülfe der folgenden Einrichtung: Längs einer genau gearbeiteten verticalen Schlittenführung konnte eine starke, eben geschliffene, mit zwei kreisrunden übereinander liegenden Löchern versehene Messingplatte auf und ab bewegt werden. Durch verstellbare Anschlagstücke war die Bewegung der Platte nach oben und unten derart begrenzt, dass sich in ihrer tiefsten Stellung das obere Loch genau an der gleichen Stelle des Raumes befand, wie in ihrer höchsten Stellung das untere. Die zu untersuchende

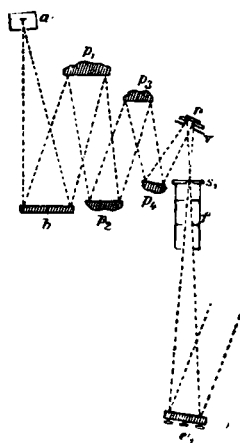


Fig. 8.

reflectirende Fläche und der Vergleichsspiegel wurden hinter den beiden kreisförmigen Löchern auf der Rückseite der Messingplatte derart befestigt, dass ihre reflectirende Oberfläche der Messingplatte zugekehrt war. Es wurde hierbei genau darauf geachtet, dass die Ränder der spiegelnden Oberflächen die Messingplatte an allen Stellen berührten. Die Erfüllung dieser Bedingung ist deshalb wichtig, weil sie eine Garantie für den Parallelismus der beiden Flächen gewährt. Um den Einfluss der Grösse und Form der untersuchten Spiegel auf die Beobachtungen zu beseitigen, wurde ein kreisförmiges Diaphragma v in den Strahlengang eingeschaltet, welches die wirksame Fläche eines jeden der untersuchten Spiegel in der gleichen Weise begrenzte.

Es ist einleuchtend, dass man mit Hülfe dieser Anordnung die Intensität der an verschiedenen Flächen reflectirten Strahlen mit derjenigen der an Silber reflectirten vergleichen kann. Allerdings erfordert der Apparat, wenn er in dieser einfachen Weise benutzt wird, eine ausserordentlich sorgfältige Justirung, welche einer fortwährenden Controlle bedarf. Von diesem Uebelstand kann man sich aber vollständig frei machen, wenn man ein der Tarirmethode analoges Beobachtungsverfahren anwendet. Man vergleicht die Reflexion der zu untersuchenden Substanz zuerst mit derjenigen des Silberspiegels, welcher sich auf dem anderen Diaphragma der Messingplatte befindet, entfernt dann die zu untersuchende Fläche und ersetzt dieselbe durch einen zweiten Silberspiegel. Bestimmt man nun durch eine besondere Versuchsreihe das Intensitätsverhältniss der von beiden Silberspiegeln reflectirten Strahlen, so ist alles erforderliche Material vorhanden, um die Reflexion der zu untersuchenden Fläche mit derjenigen des vor dem gleichen Diaphragma befindlichen Silberspiegels zu vergleichen. In dieser Weise sind sämmtliche hier angegebenen Bestimmungen des Reflexionsvermögens ausgeführt worden. Die von dem Silberspiegel reflectirte Strahlung haben wir als innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler mit der einfallenden als gleich angenommen. Der Grund für die Berechtigung dieser Annahme liegt einmal in der von uns früher nachgewiesenen Eigenschaft des Silbers, welches eine beständige Zunahme des Reflexionsvermögens mit wachsender Wellenlänge aufweist und

bereits bei $\lambda = 3 \mu$ über 98 Proc.¹⁾, bei 4μ über 99 Proc.²⁾ der auffallenden Strahlung reflectirt. Andererseits haben wir das Reflexionsvermögen des Silbers mit demjenigen anderer Metalle für Strahlen von der mittleren Wellenlänge $23,7 \mu$ sorgfältig verglichen und die Beobachtung gemacht, dass alle untersuchten Metalle innerhalb der Grenzen der Versuchsfehler das gleiche Reflexionsvermögen ergaben. Die folgende Tabelle enthält die diesbezüglichen Zahlen. Das Reflexionsvermögen des Silbers ist darin = 100,0 gesetzt. Auch sind vergleichsweise die Reflexionsvermögen für grünes Licht $\lambda = 0,50 \mu$ hinzugefügt, wie sie früher von dem einen von uns beobachtet wurden.³⁾

Tabelle IX.

Metall	Reflexions-	Reflexions-
	vermögen $\lambda = 23,7 \mu$	vermögen $\lambda = 0,50 \mu$
Silber	100,0	88,3
Gold	99,8	56,1
Platin	100,0	—
Kupfer	100,7	54,8
Eisen	99,5	57,7
Nickel	100,3	61,0
Messing	100,0	—
Spiegelmetall	100,1	—

Es ist hiernach in hohem Maasse wahrscheinlich, dass nicht nur Silber, sondern auch die übrigen Metalle und Legirungen den theoretischen Grenzwert des Reflexionsvermögens von 100,0 für Strahlen von der Wellenlänge $23,7 \mu$ bereits mit grosser Annäherung erreicht haben.⁴⁾

Unter Zugrundelegung dieser Annahme haben wir das Reflexionsvermögen einer Reihe anderer Stoffe bestimmt, welche für die untersuchten Strahlen zum Theil merkliche Durchlässigkeit zeigten. Aus dem beobachteten Reflexionsvermögen

1) H. Rubens, Wied. Ann. **37**. p. 249. 1889.

2) E. F. Nichols, l. c. p. 6.

3) H. Rubens, l. c. p. 265.

4) Auch der Politzustand der Spiegel spielt hierbei eine sehr geringe Rolle, was auch zweifellos in der grossen Wellenlänge dieser Strahlen seinen Grund hat.

haben wir ferner mit Hülfe der Fresnel'schen Formel den Brechungsexponenten der untersuchten Substanzen für diese Strahlen berechnet. Wir benutzten hierbei die für senkrechte Incidenz geltende einfache Formel, obwohl die Reflexion in Wirklichkeit unter einem Incidenzwinkel von 13° erfolgte. Die sämtlichen berechneten Werthe sind daher um einen kleinen Betrag zu gross ausgefallen, welcher meist innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler liegt.

Tabelle X.

Substanz	Reflexions- vermögen	Brechungs- exponent n berechnet
Flussspath	71,5	—
Quarz	41,7	4,62
Glimmer	28,7	3,32
Glas	19,7	2,55
Schwefel	11,4	1,95
Sylvin	2,0	1,32
Steinsalz	1,7	1,22

Flussspath zeigt nach unseren Beobachtungen ein mittleres Reflexionsvermögen von 71,5 Proc. Für diejenigen Strahlen, welche der Mitte des Absorptionsstreifens angehören, ist das Reflexionsvermögen zweifellos noch beträchtlich grösser und wahrscheinlich von demjenigen der Metalle nur wenig verschieden.

Das hohe Reflexionsvermögen von Quarz und Glimmer und die sich daraus berechnenden grossen Werthe des Brechungsindex finden ihre Erklärung durch die grosse Nähe des Absorptionsstreifens, welcher im Quarz bei $\lambda = 20,7 \mu$, im Glimmer bei $\lambda = 21,3 \mu$, also in beiden Stoffen auf Seite der kürzeren Wellen liegt.

Die Brechungsexponenten von Glas und Schwefel liegen den Wurzeln aus den Dielectricitätsconstanten dieser Stoffe sehr nahe, doch kann diese Uebereinstimmung, wenigstens für Glas, sehr wohl eine zufällige sein.

Die untersuchten Steinsalz- und Sylvinflächen ergaben ein merklich geringeres Reflexionsvermögen, als man nach den früher bestimmten Dispersionsconstanten zu erwarten hätte. Wir werden in dem folgenden Abschnitt den Grund dieser Abweichung kennen lernen.

Brechung.

Von den in dem Vorstehenden genannten Stoffen sind nur drei für Strahlen grösserer Wellenlänge genügend durchlässig, um eine genaue Untersuchung der Strahlenbrechung zu ermöglichen, nämlich Sylvin, Steinsalz und Chlorsilber. Unter diesen ist wiederum das Chlorsilber wegen der schlechten Beschaffenheit seiner Oberflächen auszuschliessen, sodass man in dieser Hinsicht auf Sylvin und Steinsalz beschränkt ist.

Auch in diesen beiden Stoffen ist die Absorption sehr erheblich. Wir bedienten uns deshalb zur Bestimmung des Brechungsexponenten sehr dünner, spitzer Prismen, deren brechender Winkel angenähert 12° betrug. Die Prismenflächen waren genügend eben, um eine Bestimmung des brechenden Winkels mit Hülfe des Gauss'schen Oculars auf 10 Secunden zu ermöglichen.

Mit Hülfe eines gewöhnlichen Spectrometers von Schmidt-Hänsch wurde zunächst der Brechungsexponent der gelben Natriumlinie mittels dieser Prismen gemessen. Er ergab sich für Steinsalz um eine Einheit der vierten Decimalstelle kleiner, bei Sylvin um zwei Einheiten der gleichen Stelle grösser, als er früher von dem einen von uns erhalten worden war¹⁾; eine Uebereinstimmung, welche in Anbetracht des kleinen brechenden Winkels dieser Prismen als gut bezeichnet werden darf. Hiernach wurden die Prismen an Stelle des Gitters *g* auf dem Tischchen des Spectrometers $s_1 e_1 s_2$ (Fig. 1) angebracht und mit Hülfe des Radiometers die Ablenkung α gemessen, welche dem beobachteten Energiemaximum entsprach. Es geschah dies in den beiden Minimumstellungen des Prismas, sodass die Ablenkungen in beiden Richtungen, bald rechts, bald links beobachtet wurden.²⁾

Derartige Messungen haben wir für die Reststrahlen von Quarz und Steinsalz ausgeführt. Bei den ersteren interessirte

1) H. Rubens, Wied. Ann. 45. p. 238. 1892 und H. Rubens und B. W. Snow, Wied. Ann. 46. p. 529. 1892.

2) Die Einstellung der Prismen auf das Minimum der Ablenkung wurde hierbei nur nach dem Augenmaass vorgenommen. Es war dies ausreichend, da bei Prismen von so kleinem brechenden Winkel und so geringem Brechungsindex ein Fehler in der Minimumstellung von einigen Graden keinen merklichen Einfluss auf die Ablenkung ausübt.

uns lediglich die Lage des zweiten, im Gitterspectrum bei $\lambda = 20,75 \mu$ beobachteten, sehr scharf ausgeprägten Streifens. Der erste ist wegen seiner Duplicität, welche infolge der geringen Dispersion der Prismen hier nicht hervortritt, zu Dispersionsmessungen wenig geeignet. Auch gehört dieser Streifen einem Spectralgebiet an, innerhalb dessen die Dispersion bei Steinsalz noch bekannt ist, bei Sylvin mit genügender Annäherung berechnet werden kann.

Die Ablenkungswinkel α , welche wir unter diesen Bedingungen für die Maxima des Quarz- und Flussspathstreifens erhielten, sind in den folgenden Tabellen zusammengestellt.

Tabelle XIa.
Steinsalz, brechender Winkel.
 $\varphi = 10^{\circ} 53' 0''$

Versuchsreihe Nr	Streifen Nr. I (Quarz)	Streifen Nr. II (Fluorit)
I	$R = 2^{\circ} 27\frac{1}{2}'$ $L = 2 28$	$R = 2^{\circ} 14\frac{1}{2}'$ $L = 2 15\frac{1}{2}$
II	$R = 2 28$ $L = 2 29$	$R = 2 15$ $L = 2 15$
Mittel	$2^{\circ} 28' 8''$	$2^{\circ} 15' 0$

Tabelle XIb.
Sylvin, brechender Winkel.
 $\varphi = 12^{\circ} 39' 10''$

Versuchsreihe Nr.	Streifen Nr. I (Quarz)	Streifen Nr. II (Fluorit)
I	$R = 2^{\circ} 59'$ $L = 3 0$	$R = 2^{\circ} 51'$ $L = 2 51$
II	$R = 2 59$ $L = 2 59\frac{1}{2}$	$R = 2 50$ $L = 2 50\frac{1}{2}$
Mittel	$2^{\circ} 59' 22''$	$2^{\circ} 50' 37''$

Die Ablenkungen nach der rechten Seite sind darin mit R , diejenigen nach der linken Seite mit L bezeichnet. Unter den gleichen Bedingungen wurde ferner die Minimalablenkung der Natriumlinie beobachtet. Sie ergab sich für das Steinsalzprisma zu $3^{\circ} 35' 58''$, für das Sylvinprisma zu $3^{\circ} 46' 40''$.

Da wir uns bei Ausführung dieser Versuche der in Theil I, Abschnitt 3 beschriebenen Spectrometereinrichtung mit fest-

stehendem Ocularspalt s_2 bedienen, so ist es erforderlich, diese sämtlichen, am Theilkreis des Instrumentes abgelesenen Ablenkungswinkel α mit einem constanten Factor zu multipliciren, um daraus die wahren Werthe der Ablenkungen β zu berechnen. Diesen Factor haben wir vor und nach der Ausführung der Dispersionsmessungen mit Hülfe unseres Beugungsgitters neu bestimmt und in guter Uebereinstimmung den Werth 1,6540 erhalten.¹⁾ Die so berechneten wahren Werthe der Ablenkung β und die sich hieraus ergebenden Brechungsexponenten n sind in dem Folgenden übersichtlich zusammengestellt. Die in der mit n überschriebenen Columne enthaltenen eingeklammerten Zahlen sind die mit Hülfe des Spectrometers von Schmidt-Hänsch bestimmten Brechungsexponenten. Die Uebereinstimmung dieser Werthe mit den hier erhaltenen kann als Controlle für die Genauigkeit der Messungen gelten.

Tabelle XIIa.
Steinsalz.

	scheinbare Ablenkung α	wahre Ablenkung β	n
Natrium	3° 35' 58''	5° 57' 15''	{ 1,5437 (1,5439)
Streifen I (Quarz)	2 28 8	4 5 0	1,3735
Streifen II (Fluorit)	2 15 0	3 43 18	1,3403

Tabelle XIIb.
Sylvin.

	scheinbare Ablenkung α	wahre Ablenkung β	n
Natrium	3° 46' 40''	6° 15' 0''	{ 1,4902 (1,4905)
Streifen I (Quarz)	2 59 23	4 56 42	1,3882
Streifen II (Fluorit)	2 50 37	4 42 12	1,3692

Eine genauere Bestimmung der Wellenlänge, welche den Maximis der Streifen I und II in den beiden prismatischen Spectren zukommt, setzt sowohl die Kenntniss der selectiven Absorption, als auch diejenige der Dispersion beider Prismen

1) Der auf p. 426 angegebene Werth von 1,6522. Der Unterschied beider Constanten erklärt sich durch Veränderungen, welche an dem Spalt s_2 vorgenommen wurden.

voraus. Beide Eigenschaften brauchen indess nur angenähert bekannt zu sein, um eine genügend genaue Bestimmung dieser Wellenlängen zu ermöglichen, da es sich, wenigstens in Betreff des Streifens Nr. I nur um geringe Unterschiede gegenüber den in dem Gitterspectrum beobachteten Wellenlängen handelt (weniger als 1 Proc.).

Was zunächst die Correction anbetrifft, welche infolge der selectiven Absorption der Prismen an der im Gitterspectrum beobachteten Wellenlänge der Streifen anzubringen ist, so beträgt dieselbe nach den Absorptionsmessungen des einen von uns bei dem mit I bezeichneten Streifen für das Sylvinprisma nur $0,05 \mu$, für das Steinsalzprisma $0,10 \mu$, was ungefähr $0,3$ bez. $0,5$ Proc. der gesammten Wellenlänge ausmacht. Bedeutend grösser ist der Einfluss der selectiven Absorption auf die Wellenlänge des Maximums in dem zweiten Streifen. Die Correction beträgt hier $0,9$ bez. $1,1 \mu$.

Die Correctionen, welche wegen der variablen Dispersion der Prismen angebracht werden müssen, sind sämmtlich unbedeutend. Sie betragen bei dem Streifen I ungefähr $0,4$, bei dem Streifen II angenähert $1,2$ Proc. Sie wurden bestimmt, indem wir zunächst eine angenähert richtige Dispersionscurve der beiden Prismen entwarfen. Es geschah dies mit Hülfe der in Beziehung auf die selective Absorption corrigirter Wellenlängen der beiden Streifen und der zugehörigen Brechungsexponenten, sowie mit Benutzung der früheren Dispersionsmessungen des einen von uns. Diese Dispersionscurve lieferte uns genügend genaue Werthe des Differentialquotienten $dn/d\lambda$, durch welche die Ordinaten der Energiecurve des Gitterspectrums zu dividiren sind, um daraus die Energievertheilung im prismatischen Spectrum zu erhalten. Es setzt dies freilich voraus, dass die Grösse $dn/d\lambda$ mit $d\beta/d\lambda$ proportional ist, was streng genommen nur für unendlich spitze Prismen der Fall ist, für welche

$$n = \frac{\sin \frac{\varphi + \beta}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}} = \frac{\varphi + \beta}{\varphi}$$

und

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{d\beta}{dn} \frac{dn}{d\lambda} = \varphi \frac{dn}{d\lambda}.$$

Diese Gleichungen gelten aber auch noch für Prismen von 12° brechendem Winkel mit genügender Annäherung, sodass das von uns angewendete Verfahren seine Rechtfertigung findet.

Berücksichtigt man die genannten Correctionen, so erhält man für die Maxima der Streifen I und II die Wellenlängen $20,57$ bez. $22,3 \mu$ bei Anwendung des Steinsalzprismas, dagegen $20,60$ bez. $22,5 \mu$ bei Anwendung des Sylvinprismas. Die Genauigkeit, welche diesen Werthen zukommt, ist eine sehr ungleiche. Während diejenigen Angaben, welche sich auf den Streifen I beziehen, als auf $0,3$ Proc. genau angesehen werden können, sind die entsprechenden Angaben für den Streifen II kaum auf 1 Proc. sicher. Bei der Berechnung der Constanten der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformel (1), welche wir im Anschluss an die vorstehenden Messungen unternahmen, haben wir daher ausser den früheren Dispersionsmessungen des einen von uns nur diejenigen Bestimmungen herangezogen, welche sich auf den Streifen I beziehen.

Die Constante M_1 und λ_1 , welche auf die Dispersion des ultrarothern Spectrums jenseits 7μ von sehr geringem Einfluss sind, wurden den früheren Bestimmungen entnommen, die die Grösse M_2 und λ_2 dagegen mit Hülfe zweier Wellenlängen und Brechungsexponenten des ultrarothern Spectrums neu bestimmt, von welchen das eine Werthenpaar aus den für Streifen I erhaltenen Angaben gebildet wurde. Die Grösse b^2 wurde schliesslich durch Addition von a^2 und M_2/λ_2^2 gebildet.

Für einige Wellenlängen des sichtbaren und ultrarothern Spectrums sind in den folgenden beiden Tabellen die beobachteten und die mit Hülfe der vollständigen Gleichung (1) berechneten Werthe des Brechungsexponenten wiedergegeben. Zum Vergleich sind ferner die aus der vereinfachten Formel (2) berechneten Werthe unter Benutzung der früher von dem einen von uns gegebenen Constanten hinzugefügt. Diese Zahlen fallen für die grossen Wellenlängen erheblich zu gross aus. Dagegen stimmen die aus Gleichung (1) berechneten Werthe in allen Gebieten mit den beobachteten in befriedigender Weise überein.

Tabelle XIIIa.

Steinsalz.

λ	n		
	beobachtet	berechnet (1)	berechnet (2)
0,434 μ	1,5607	1,5606	1,5606
0,589	1,5441	1,5441	1,5441
8,67	1,5030	1,5030	1,5030
20,57	1,3735	1,3735	1,3926
22,3	1,340	1,3403	1,3679

$$b^2 = 5,1790, \quad M_1 = 0,018496, \quad M_2 = 8977,0$$

$$\lambda_1^2 = 0,01621, \quad \lambda_2^2 = 3149,3.$$

Tabelle XIIIb.

Sylvin.

λ	n		
	beobachtet	berechnet (1)	berechnet (2)
0,434 μ	1,5048	1,5048	1,5048
0,589	1,4900	1,4899	1,4899
7,08	1,4653	1,4653	1,4654
20,60	1,3882	1,3882	1,3948
22,5	1,369	1,3688	1,3789

$$b^2 = 4,5531 \quad M_1 = 0,0150, \quad M_2 = 10747$$

$$\lambda_1^2 = 0,0234, \quad \lambda_2^2 = 4517,1.$$

Von diesen für Steinsalz und Sylvin bestimmten Constanten der Gleichung (1) sind uns die mit λ_2 bezeichneten Grössen besonders wichtig, da sie den angenäherten Werth der mittleren Wellenlänge für die Reststrahlen der beiden Stoffe darstellen. Den nach fünffacher Reflexion an Steinsalzflächen erhaltenen Wärmestrahlen würde hiernach eine Wellenlänge von angenähert $\sqrt[3]{3149,3\mu}$ oder 56,1 μ zukommen. Indessen ist wahrscheinlich dieser Werth, ebenso wie der für Flussspath und Quarz mit Hülfe der Gleichung (1) erhaltene etwas zu hoch und die wahre Grösse der mittleren Wellenlänge dieser Strahlen von 50 μ nicht sehr verschieden.

Eine zweite, gleichfalls wesentliche Folgerung lässt sich aus der Grösse der Constanten b^2 herleiten. Wie bereits zu Anfang bemerkt wurde, hat Hr. Paschen darauf hingewiesen, dass die Constante b^2 , welche nach Gleichung (1) den Bre-

chungsexponenten für unendlich lange Wellen darstellt, für Flussspath mit der Dielectricitätsconstanten in angenäherter Uebereinstimmung ist. Wir sind nunmehr in der Lage, diese Relation für drei weitere Stoffe, nämlich Quarz, Steinsalz und Sylvin zu prüfen. In der folgenden Tabelle sind die Constanten b^2 mit den Ergebnissen verschiedener Beobachter für die Dielectricitätsconstanten der untersuchten Stoffe zusammengestellt. Auch sind die von Hrn. Paschen für Flussspath und dem einen von uns für schweres Flintglas angegebenen Zahlen darin nochmals aufgeführt.

Tabelle XIV.

Stoff	b^2	Dielectricitäts- constante K	Beobachter
Flintglas	6,77	6,7—9,1	Hopkinson ¹⁾
Fluorit	6,09	{ 6,8 6,7	Curie ²⁾
			Romich u. Nowak ³⁾
Quarz	4,58	{ 6,9 4,55 4,6	Starke ⁴⁾
			Curie
			Romich u. Nowak
Steinsalz	5,18	{ 4,73 5,85	Starke
			Curie
Sylvin	4,55	{ 5,81 6,29	Thwing ⁵⁾
			Starke
		4,94	Starke

Am besten ist die Uebereinstimmung bei Quarz, bei welchem Material zugleich die Grundlagen zur Berechnung der Constanten der Gleichung (1) als die sichersten anzusehen sind. Auch bei den übrigen Substanzen darf man in Anbetracht der grossen Ungenauigkeit, mit welcher sowohl die berechneten Constanten b^2 als auch die beobachteten Dielectricitätsconstanten behaftet sind, eine viel bessere Uebereinstimmung kaum erwarten. Dennoch lässt sich in den meisten Fällen ein merklicher Einfluss der im fernen ultrarothem Spectrum noch vorhandenen Absorptionsstreifen auf die Constante b^2 noch er-

1) Hopkinson, Phil. Trans. 2. p. 355. 1881.

2) Curie, Ann. Chim. Phys. (6) 17. p. 385 und 18. p. 203. 1889.

3) Romich u. Nowak, Wien. Ber. (2) 70. p. 380. 1874.

4) H. Starke, Dissertation, Berlin 1896.

5) H. Rubens, Wied. Ann. 45. p. 238. 1892.

kennen. Derselbe bedingt nämlich eine Vergrößerung dieser Constanten, was mit dem Sinn der Abweichungen der vorstehenden Zahlenwerthe von b^2 und K übereinstimmt. Sind Absorptionsstreifen, welche zu metallischer Reflexion Veranlassung im ultrarothern Spectrum geben, überhaupt nicht oder nur in sehr geringer Stärke vorhanden, so lässt sich die Dispersion in diesem Gebiet durch die Cauchy'sche Gleichung darstellen und die Constante b^2 der Gleichung (1) reducirt sich auf die Grösse a^2 der Gleichung (2). Die Uebereinstimmung der Constanten a^2 mit der Dielectricitätsconstanten ist aber für eine Reihe solcher Substanzen bereits früher von dem einen von uns hervorgehoben worden.

Vierter Theil. Versuche über electricische Resonanz.

Infolge der relativ grossen Wellenlänge der vierfach am Flusspath reflectirten Strahlen schien es uns nicht aussichtslos, mit Hilfe derselben Versuche über electricische Resonanz anzustellen. ¹⁾

Diese Versuche bilden eine vollkommene Analogie zu den im Jahre 1893 von Hrn. A. Garbasso ausgeführten Untersuchungen ²⁾ über Reflexion electricischer Wellen an Holzplatten, auf deren Oberfläche eine grössere Zahl gleichmässig vertheilter paralleler electricischer Resonatoren befestigt ist. Hr. Garbasso beobachtete, dass eine starke Reflexion der electricischen Strahlen nur dann stattfand, wenn die Periode dieser Resonatoren mit der Schwingungsdauer des Erregers in Uebereinstimmung war. War diese Bedingung nicht erfüllt, so ergab die Resonatorenplatte nur geringe Reflexionswirkung. Diese

1) Wir wollen nicht unterlassen, darauf hinzuweisen, dass die dem ultrarothern Absorptionsstreifen im Flusspath entsprechenden Strahlen ihrer Wellenlänge nach fast genau in der Mitte liegen zwischen den kürzesten von Hrn. Schumann (Wien. Akad. Ber. 102. p. 415 und 625. 1893) gemessenen ultravioletten Wellen ($\lambda = 0,1 \mu$) und den 6 mm langen electricischen Wellen von Hrn. Lebedew (Wied. Ann. 56. p. 1. 1895), wenn man, wie dies in der Akustik üblich ist, nach Octaven rechnet. Entwirft man dagegen das Spectrum nach gleichmässig fortschreitenden Wellenlängen, so ist der Raum zwischen den genannten Wärmestrahlen und den electricischen Strahlen kleinster Wellenlänge 250 mal grösser, dagegen bei continuirlich wachsenden Schwingungszahlen 240 mal kleiner als das gesammte ultraviolette sichtbare und ultrarothern Spectrum.

2) A. Garbasso, Acad. delle Science di Torino 28. 1893.

Versuche wurden mit electricischen Wellen von 43 und 70 cm Länge ausgeführt.

Entsprechend der im Vergleich hiermit sehr geringen Wellenlänge unserer Wärmestrahlen bildet die Herstellung hierzu passender Resonatorenplatten eine grosse Schwierigkeit, welche wir erst nach Anstellung vieler, meist vergeblicher Versuche überwunden haben. Wir verfahren schliesslich folgendermaassen.

Eine Anzahl auf chemischem Wege frisch versilberter ebener Glasplatten wurde auf der Theilmaschine mit Hülfe eines mit Diamantspitze versehenen Stichels in Gitter verwandelt, welche 100 Striche pro Millimeter enthielten. Die Breite der Striche wurde hierbei möglichst derjenigen der übrig bleibenden Silberstreifen gleich gemacht, sodass sowohl die Striche als die Silberstreifen je 5μ breit waren. Es lässt sich dies durch sorgfältige Auswahl der Spitze und genaue Regulirung des Druckes für Silberschichten von gleichmässiger Cohärenz in jedem einzelnen Falle mit genügender Genauigkeit erreichen. Die so erhaltenen Gitter wurden dann, wiederum mit Hülfe der Theilmaschine durch Striche, welche senkrecht zu den ersten geführt waren, in Resonatoren von verschiedenen, aber für jedes einzelne Gitter möglichst gleicher Länge zerschnitten. Genauere Angaben über die Länge und Breite der Resonatoren, sowie über die Anzahl derselben pro Quadratcentimeter finden sich für die verschiedenen Platten in der weiter unten gegebenen Tabelle. Die Versuchsanordnung, deren wir uns bei den Reflexionsversuchen bedienen, ist von der im Abschnitt 2 des dritten Theils beschriebenen und in Fig. 8 dargestellten nur insofern verschieden, als die Strahlen nach ihrer Reinigung an den Flussspathplatten p_2 bis p_4 , bez. vor ihrer Reflexion an den zu untersuchenden Resonatorenplatten (r) durch Reflexion an einer Glasplatte d unter dem Polarisationswinkel¹⁾ polarisirt wurden. Mit Hülfe dieser Versuchsanordnung wurde das Reflexionsvermögen unserer Resonatorenplatten für polarisirte Wärmestrahlen von der mittleren Wellenlänge $23,7 \mu$ mit dem-

1) Der Brechungsexponent (n) der Glasplatte d für diese Strahlen wurde aus dem Reflexionsvermögen ρ derselben mit Hülfe der Fresnel'schen Formel ermittelt. Es ergab sich $\rho = 20,0$ Proc., $n = 2,62$. Der Polarisationswinkel dieser Glasplatte berechnet sich hieraus zu $w = 69^\circ$.

jenigen des metallischen Silbers verglichen, welches nach den oben mitgetheilten Beobachtungen gleich 100 zu setzen ist.

Zur Untersuchung gelangten im Ganzen 5 Resonatorenplatten, wovon eine, ein noch unzerschnittenes Gitter, Resonatoren von praktisch unendlich grosser Länge enthielt. Die übrigen 4 Platten waren mit Resonatoren versehen, deren Länge angenähert um den gleichen Betrag (6μ) von Platte zu Platte variierte. Die Grösse der in Resonatoren abgetheilten Fläche betrug auf jeder Platte ($1,5\text{ cm}^2$) = 2,25 qcm; dass nicht eine grössere Zahl von Resonatorenplatten zur Untersuchung herangezogen wurde, was in mancher Beziehung wünschenswerth gewesen wäre, liegt an der grossen Schwierigkeit der Herstellung solcher Präparate, welche hauptsächlich in der ungleichmässigen Cohärenz der Silberschichten ihren Grund hat. Bei weitem der grösste Theil der nach der oben beschriebenen Methode hergestellten Resonatorenplatten erwies sich nach der Fertigstellung als unbrauchbar, weil entweder der Stichel nicht an allen Stellen das Silber durchgeschnitten hatte, oder das Metall an manchen Stellen völlig entfernt war. Auch bei den schliesslich zur Untersuchung gelangten Platten waren die Resonatoren keineswegs an allen Stellen intact; jedoch war die Zahl der zerstörten oder beschädigten Resonatoren bei den mit I — IV einschliesslich bezeichneten Platten zu gering, um einen merklichen Einfluss auf das Resultat hervorbringen zu können. Bei Platte V dagegen waren nahezu 10 Proc. der gesammten Resonatoren zerstört, so dass hier zweifellos die gemessenen Reflexionswerthe zu klein ausgefallen sind.

Eine zweite Ursache, welche ebenfalls in dem Sinne wirkt, das Reflexionsvermögen der Resonatorenplatte V in beiden Lagen zu klein erscheinen zu lassen, ist die hier auftretende Beugung, von welcher die Resonatorenplatten I — IV incl. vollkommen frei sind. Die Länge der Resonatoren auf Platte V vermehrt um die Stichbreite, überschreitet nämlich bereits die mittlere Wellenlänge der auffallenden Strahlen um einen kleinen Betrag, sodass hier die Beugungsbilder erster Ordnung auftreten. Um die Energie dieser gebeugten Strahlen muss daher die beobachtete Intensität der reflectirten Strahlen zu klein ausfallen.

Bei sämmtlichen 5 Platten wurde das Reflexionsvermögen

in zwei verschiedenen Lagen beobachtet, nämlich erstens, wenn die Längsrichtung der Resonatoren mit der Schwingungsrichtung der electricischen Componente der Strahlung zusammenfiel und zweitens, wenn diese beiden Richtungen einen rechten Winkel miteinander bildeten. Ueber die Ergebnisse dieser Versuche und über die charakteristischen Daten der einzelnen Resonatorenplatten giebt die folgende Tabelle Aufschluss ¹⁾.

Tabelle XV.

Nr. der Resonatorplatte	I	II	III	IV	V
Zahl der Resonatoren pro qcm	$1 \cdot 10^8$	$1000 \cdot 10^8$	$572 \cdot 10^8$	$400 \cdot 10^8$	$333 \cdot 10^8$
Länge (l) der Resonatoren	∞	$6,5 \mu$	$12,4 \mu$	$18,0 \mu$	$24,4 \mu$
Breite (b) der Resonatoren	$5,8 \mu$	$4,6 \mu$	$5,3 \mu$	$5,1 \mu$	$5,5 \mu$
Reflexionsvermögen, electricische Componente senkrecht zur Längsrichtung	40,8	38,3	42,7	40,7	36,1
Reflexionsvermögen, electricische Componente parallel zur Längsrichtung	83,7	41,8	65,8	49,5	62,5

Wir können die hier erhaltenen Werthe für das Reflexionsvermögen der Resonatorenplatten als zusammengesetzt ansehen aus zwei Bestandtheilen, von welchen der eine von der Reflexion der Resonatoren selbst, der andere von derjenigen des Glases herrührt. Dieser letztere Theil ist keineswegs unbedeutend und beträgt in dem vorliegenden Fall 24,7 Proc., wie durch wiederholte Versuche an Glasplatten von gleichem Material festgestellt wurde. Um nun das Reflexionsvermögen der von ihrer Unterlage befreiten Resonatoren von der Glasreflexion zu trennen, können wir folgenden Weg einschlagen.

Es sei α das beobachtete Reflexionsvermögen der Resonatorenplatte in Proc. der auffallenden Strahlung, so entfallen hiervon β Proc. auf die Reflexion an den Resonatoren und γ Proc. auf diejenige des Glases. Es ist dann

$$\alpha = \beta + \gamma$$

Von den nicht an den Resonatoren reflectirten $100 - \beta$ Proc. der auffallenden Strahlung werden am Glas 24,7 Proc. reflectirt, man erhält somit

1) Die Intensität der auffallenden Strahlung ist hier, ebenso wie in den Tab. IX und X gleich 100 gesetzt.

$$\gamma = (100 - \beta) 0,247$$

und folglich

$$\beta = \frac{\alpha - 24,7}{0,753}$$

Diese Uebertragung setzt allerdings voraus, dass erstens die Resonatoren die Strahlung nicht merklich absorbiren und dass zweitens die Reflexion von den Resonatoren und der Glasfläche unabhängig voneinander vor sich geht, was beides nicht erwiesen ist. Die Formel gilt daher nur für die Grenzen $\beta = 0$ und $\beta = 100$ vollkommen streng und darf dazwischen vorläufig nur als Interpolationsformel angesehen werden, welche die Verhältnisse in erster Annäherung richtig darstellt. Wendet man die Formel zur Umrechnung der in der vorstehenden Tabelle enthaltenen Werthe von α an, so erhält man für β folgende Werthe:

Tabelle XVI.

Nr. der Resonatorenplatte	I	II	III	IV	V
β , elektrische Componente \perp zur Längsrichtung der Resonatoren	21,4	18,1	23,9	21,3	15,3
β , elektrische Componente \parallel zur Längsrichtung der Resonatoren	78,4	22,7	54,5	32,9	50,2

Ein Blick auf diese Tabelle lässt zunächst erkennen, dass die Zahlen der ersten Horizontalreihe, welche das Reflexionsvermögen der Resonatoren enthält, wenn der elektrische Vector senkrecht zur Längsdimension der Resonatoren gerichtet ist, sich nur um relativ geringe Beträge voneinander unterscheiden. Sämmtliche Werthe liegen innerhalb der Grenzen 23,9 und 15,3 Proc. und, wenn man von der Resonatorenplatte V absieht, deren Reflexionsvermögen aus oben angegebenen Gründen zu klein ausfallen muss, sogar zwischen 23,9 und 18,1 Proc. Dagegen weisen die Zahlen der zweiten Horizontalreihe, welche das Reflexionsvermögen der Resonatoren bedeutet, wenn diese mit dem elektrischen Vector gleiche Richtung besitzen, sehr beträchtliche Unterschiede auf, und zwar sowohl untereinander als auch gegenüber den Zahlen der ersten Reihe. Das Ergebniss der Vergleichung lässt sich in die folgenden drei Sätze zusammenfassen:

1. Sämmtliche Resonatoren besitzen ein stärkeres Reflexionsvermögen, wenn die Richtung des elektrischen Vectors mit ihrer Längsrichtung übereinstimmt als im umgekehrten Falle.

2. Die Resonatoren der Platten I, III und V reflectiren die auffallende Strahlung erheblich stärker als diejenigen der Platten 2 und 4, wenn die Richtung des electricischen Vectors der Längsausdehnung der Resonatoren parallel ist. (Im anderen Falle ist der Unterschied gering.)

3. Das stärkste Reflexionsvermögen zeigen unter diesen Bedingungen die Resonatoren der Platte I, welche im Vergleich mit der Wellenlänge als unendlich lang anzusehen sind ($l = 600 \lambda$).¹⁾

Mit den Forderungen der electromagnetischen Theorie des Lichts sind diese Resultate in durchaus befriedigender Weise in Einklang zu bringen. Die unendlich langen Resonatoren der Platte 1 sind unter allen Umständen als vollkommen resonanzfähig zu betrachten, da für jede auffallende Strahlungsgattung die Zahl der auf jedem Resonator sich bildenden Knoten und Bäuche so gross ist, dass die Gesammtlänge mit genügender Annäherung als ein ganzzahliges Vielfaches eines einzigen Knotenabstandes angesehen werden kann.

Ferner ist es in Uebereinstimmung mit der bisher an electricischen Resonatoren der beschriebenen Art gemachten Erfahrung, dass dieselben eine bessere Resonanz zeigen, wenn ihre Länge einem ganzzahligen Vielfachen einer halben Wellenlänge angenähert gleich ist, als wenn jene ein ungerades Vielfaches der Viertelwellenlänge beträgt.²⁾ Die Länge der Resonatoren auf den Platten 2, 3, 4 und 5 ist aber nahezu gleich 1, 2, 3 und 4 Viertelwellenlängen.

Dass die beobachteten Resonanzerscheinungen nicht mit noch grösserer Deutlichkeit hier zu Tage treten lässt sich in folgender Weise begründen.

1) Dass Gitter aus parallelen Drähten für durchgehende ultraroth Strahlung qualitativ gleichartige Polarisationswirkung aufweisen, haben Hr. du Bois und der eine von uns (H. Rubens) bereits im Jahre 1892 gezeigt (Berl. Ber., p.1129, Dec. 1892). Die damals erzielten Effecte waren freilich infolge der kleineren Wellenlänge erheblich geringer.

2) A. Righi, Rendic. R. Acc dei Lincei (6) 2. p. 505. 1893.

In erster Linie ist zu vermuthen, dass die Resonatoren der Platten 3 und 5 nicht genügend genau abgestimmt sind. Eine exacte Berechnung für die Länge maximaler Resonanz ist für Resonatoren der beschriebenen Art nicht durchgeführt. Auch würde bei der Berechnung ihrer Periode der Einfluss der benachbarten Resonatoren auf einander nicht unberücksichtigt bleiben dürfen. Ein zweiter Grund liegt in der grossen Dämpfung, welche Resonatoren dieser Form infolge ihrer relativ grossen Capacität und geringen Selbstinduction nothwendig besitzen. Ein dritter Grund ist in der unvollkommenen Polarisirung der Strahlen zu suchen, welche infolge ihrer Convergenz nicht sämmtlich genau unter dem Polarisationswinkel an der Glasplatte d reflectirt werden. Ein vierter endlich beruht auf der Inhomogenität der angewandten Strahlung. Es erscheint uns daher nicht zweifelhaft, dass sich unter günstigeren Bedingungen noch erheblich schärfere Resonanzwirkungen mit Wärmestrahlen erreichen lassen; doch halten wir die Thatsache selbst durch die beschriebenen Versuche als sicher festgestellt.

Die vorstehende Untersuchung ist von Seiten der Herren Präs. F. Kohlrausch, Prof. E. Warburg und Prof. A. König durch Ueberlassung werthvoller Apparate wesentlich gefördert worden. Es sei uns gestattet, an dieser Stelle diesen Herren unseren ergebensten Dank auszusprechen.

In gleicher Weise sind wir Hrn. A. Trowbridge, welcher uns bei der Herstellung der Resonatorenplatten in liebenswürdigster Weise unterstützt hat, zu grossem Dank verpflichtet.

Charlottenburg, Phys.Inst. d. Techn. Hochsch., Jan. 1897.