**3. Bestimmung der Brechungsindizes
des Wasserstoffs, der Kohlensture und des
Sauerstoffs im Ultrarot;
von John Koch.**

1. Einleitung.

Aus den Ablenkungen der Kathodenstrahlen im magnetischen und elektrischen Felde läßt sich, nach der Elektronentheorie, das Verhältnis e/m zwischen Ladung und Masse der Elektronen berechnen.¹⁾ Zu ungefähr demselben Zahlenwert führen auch die Berechnungen von Siertsema²⁾ über die magneto-optischen Erscheinungen, wie sie von Lorentz erklärt worden sind. Schließlich hat Drude³⁾ direkt aus reinen optischen Eigenschaften der Körper, unter Benutzung einer äußerst plausiblen Hypothese betreffs der Beziehung zwischen Valenz und Elektronenanzahl, einen Wert für e/m abgeleitet. Diese Ableitungen haben vor anderen besonders den Vorteil, daß sie nur auf einwandfreien Experimenten beruhen; dagegen fordern sie aber eine sehr ausgedehnte Kenntnis der Dispersion. Deshalb hat Drude seine Berechnungen zuerst an feste und flüssige Körper angeknüpft, wo die Brechungsindizes für ein weit größeres Gebiet der Wellenlängen bekannt sind, als bei den Gasen. Bei gewissen solchen (z. B. Wasserstoff) scheinen die Verhältnisse sich sehr einfach zu gestalten. Die bisherigen Untersuchungen über die Brechungsindizes der Gase sind aber nur im sichtbaren Spektrum ausgeführt worden, weshalb es also sehr wünschenswert ist, Messungen auch im ultravioletten und ultraroten Teile des Spektrums anzustellen. Einen kleinen Beitrag in dieser Hinsicht zu liefern, ist der Zweck folgender Abhandlung.

1) Vgl. z. B. J. Stark, Elektrizität in Gasen p. 323. Leipzig 1902.

2) L. H. Siertsema, Commun. Labor. Leiden Nr. 82. 1902. — Verslag v. d. Afd. Naturk. d. Kon. Akad. v. Wetensch. te Amsterdam p. 499. 1902.

3) P. Drude, Ann. d. Phys. 14. p. 677 ff. u. p. 936 ff. 1904.

2. Versuchsanordnung.

Bei Messungen der Brechungsindizes von Gasen im Ultrarot erhebt sich die Frage, ob man sich einer Prisma- oder Interferenzmethode bedienen soll. Die erstere bietet eine viel größere Strahlungsintensität, was natürlich bei Messungen mit Thermosäule von großer Bedeutung ist. Die Ablenkungen sind aber bei den Gasen sehr klein, auch bei verhältnismäßig großen Drucken, weshalb die erreichbare Genauigkeit nicht der gewünschten entspricht. Bei der Interferenzmethode dagegen sind beim Aufbauen und Einstellen die Schwierigkeiten gewiß ganz bedeutend, besonders wegen der geringeren verfügbaren Strahlungsstärke. Sie werden jedoch durch die auf diesem Weg erreichbaren Resultate vollständig aufgewogen, weshalb ich auch diese Methode befolgt habe.

Die Versuchsanordnung ist in der Figur veranschaulicht. Monochromatisches Licht von bekannter Wellenlänge wurde

in bekannter Weise mittels Reststrahlen erzeugt. Dabei habe ich diejenigen von Gips gewählt. Sie besitzen nämlich nach den Untersuchungen von Aschkinass¹⁾ nur ein sehr scharf

1) E. Aschkinass, Ann. d. Phys. 1. p. 42. 1900.

ausgeprägtes Maximum bei $8,69\mu$; ein außerdem wahrscheinlich existierendes bei $30\text{--}40\mu$ kommt nicht zur Wirkung, da die Strahlen jenseits 21μ im Interferenzapparat absorbiert werden.

Als Strahlungsquelle A wurde der weißglühende Magnesiastift einer Sauerstoff-Leuchtgasflamme benutzt. Die Strahlen wurden durch den Silberspiegel P , der eine Öffnung von 60 mm und eine Brennweite von 75 mm besaß, fast parallel gemacht (die strahlende Fläche des Stiftes liegt nach P hin) und nach der Reflexion von den drei Gipsflächen F_1 , F_2 und F_3 in den Interferenzapparat hineingeworfen. W ist ein doppelter Wasserschirm mit einem 38 mm weiten, zirkularen Loch.

Die Gipsplatten waren von rechteckiger Form (Fläche 40×40 mm, Dicke 6 mm) und hatten ihre eine Fläche plan geschliffen und hochpoliert. Die Platten waren an Messingstativen befestigt und konnten dort mittels Stellschrauben einjustiert werden. Die Stative standen auf einem gemeinsamen Holzbrett, das zugleich mit den festen Diaphragmen D_1 und D_2 versehen war; hierüber war ein Pappdeckel mit geeignet ausgeschnittenen Löchern gestülpt.

Der Interferenzapparat war von der ursprünglichen Jaminischen Form. Die großen Parallelepipeden desselben, die die Dimensionen $36 \times 80 \times 35$ mm mit einem Abstand von 35 mm zwischen den polierten planparallelen Flächen hatten, waren aus Steinsalz hergestellt, in Messingfassungen eingefast und an Stativen befestigt, wo sie mittels Schrauben justierbar waren. Das Schleifen war mit großen Schwierigkeiten verknüpft und ist in empfehlenswertester Weise von der Firma Dr. Steeg & Reuter in Homburg v. d. H. ausgeführt worden.¹⁾ Allerdings ist die Ausführung nur durch die Liberalität des

1) Die zu benutzenden Stücke wurden zuerst, nach Mitteilung der Firma, auf Spannungen im Material im polarisierten Lichte untersucht und die besten aus einem größeren Vorrat herausgesucht; die verwendeten, die von Friedrichshall in Württemberg herkommen, zeigten nur stellenweise eine sehr geringe Doppelbrechung. Während der Bearbeitung wurden sie nebeneinander gekittet. Die Prüfung auf Planparallelität erfolgte nach der Lummerschen Methode mit Hilfe der Linien gleicher Neigung. — Auch die übrigen Steinsalz- und Gipspräparate sind von Dr. Steeg & Reuter bezogen.

Hrn. Dr. H. Hauswaldt-Magdeburg ermöglicht worden, der die Mittel für die kostspieligen Steinsalzpräparate in liebenswürdigster Weise zur Verfügung gestellt hatte. Ich erlaube mir an dieser Stelle hierfür meinen besten Dank auszusprechen.

Die Doppelkammer K bestand aus zwei viereckigen (32×32 mm) Messingröhren, die an einer Seite zusammen gelötet waren. Sie war an den Enden mit Messingplatten versehen, in denen je zwei Löcher (25×15 mm) in 5 mm Abstand voneinander symmetrisch ausgeschnitten waren und an welchen die planparallelen Verschußplatten aus Steinsalz luftdicht angekittet wurden. Zum Einfüllen des zu untersuchenden Gases dienten vier Ansatzröhren, die etwa 100 mm von den Enden eingelötet waren. Die Doppelkammer wurde innen matt geschwärzt und vor dem Benutzen wochenlang zum Trocknen erhitzt und evakuiert.

Durch das Diaphragma D_3 (Öffnung 12×30 mm) wurde das Licht in etwa 66° Neigung¹⁾ gegen die Platte S_1 des Interferenzapparates eingelassen, so daß die durch Reflexion entstandenen binären Strahlenbündel je ein Rohr durchsetzten. Bei passender Neigung der Platte S_2 konnte man mit bloßem Auge die Interferenzlinien sehen. Von diesem, wie bekannt, hinter S_2 belegenen Bilde wurde durch die Steinsalzlinse J ein reelles Bild erzeugt. Die Einjustierung erfolgte im weißen Lichte der Strahlungsquelle A , wie es nach den Reflexionen zusammengesetzt war.²⁾ Mit Hilfe einer Lupe wurde eben an der Stelle, wo dies reelle Bild entstand, ein punktförmiges Thermoelement T' plaziert. Die horizontalen Interferenzlinien waren nämlich etwas gekrümmt, und um von der Form derselben unabhängig zu werden, erwies es sich als notwendig, nur eine Lötstelle zu belichten. Das Thermoelement bestand aus Eisen- und Konstantandraht von je 0,05 mm Durchmesser; die Drahtenden wurden vor dem Zusammenlöten wenigstens möglichst verzinkt und ausgeplattet. Es war in der Leitung eines

1) Eine so große Neigung des einfallenden Lichtes wurde gewählt, um den bedeutenden Strahlungsverlust bei der Reflexion zu vermindern.

2) Das sichtbare Licht war im Verhältnis zur Intensität der Reststrahlen sehr schwach, für das Auge doch hell genug. Erwähnt sei, daß bei einer totalen Strahlung von 50 mm davon nur 2 mm eine 5 mm dicke Glasplatte durchdrangen.

du Bois-Rubens-Galvanometers eingeschaltet. Dasselbe hatte vier Spulen von je 20 Ohm Widerstand, die alle nebeneinander geschaltet waren; bei einem Skalenabstand von 6,4 m und 18 Sek. *voller* Schwingungsdauer entsprach 1 mm Ausschlag $1,3 \cdot 10^{-10}$ Amp. Bei dieser Empfindlichkeit wurde das Galvanometer durch äußere magnetische Störungen ziemlich stark beeinflusst, weshalb es mit einem doppelten eisernen Panzer umgeben wurde. Wegen der großen Erschütterungen tagsüber wurden die Beobachtungen nachts vorgenommen.

Die Stative, die die Parallelepiped, die Doppelkammer und das Diaphragma D_3 trugen, waren auf einer schweren Eisenschiene fest angeschraubt, diejenigen der Linse J und des Thermoelementes T auf einem, an derselben befestigten, drehbaren Arm. Übrigens war auch der Interferenzapparat durch Pappdeckel und Watte gegen Luftströmungen und Temperaturschwankungen, wie auch gegen fremdes Licht gut geschützt.

3. Beobachtungen.

Nach dem Aufziehen der Klappe des Wasserschirmes schlägt das Galvanometer aus und nimmt eine neue Gleichgewichtslage ein. Wird nun der Druck des Gases in einer (I) der Abteilungen der Doppelkammer geeigneterweise langsam geändert (so daß Galvanometer und Thermoelement mitkommen können), so wandern die Interferenzfransen über das Thermoelement hin und die Galvanometernadel beginnt hin und her zu pendeln; die Amplitude betrug 10–20 Skt. Die Umkehrpunkte, die sich sehr scharf beobachten lassen, entsprechen also einer möglichst großen Deckung der Lötstelle von einem hellen bez. dunklen Streifen. Statt die Druckdifferenz zu bestimmen, die einer gewissen verschobenen Streifenzahl entspricht, habe ich es vorgezogen, das Manometer abzulesen jedesmal wenn ein heller bez. dunkler Streifen über das Thermoelement hinüberfährt, also in denselben Momenten, wo das Galvanometer umkehrt. Die Druckdifferenz zwischen zwei solchen aufeinanderfolgenden Manometerablesungen repräsentiert, da während einer Beobachtungsreihe nur die linken bez. nur die rechten Umkehrpunkte in Betracht gezogen wurden, eine Phasenverschiebung von einer ganzen Wellenlänge zwischen den beiden Strahlen I und II. Da nach den Untersuchungen

im sichtbaren Spektrum für eine und dieselbe Wellenlänge die Änderungen des Brechungsindex den Druckerhöhungen proportional sind, müssen diese Druckdifferenzen alle gleich groß sein, weshalb die Manometerablesungen nach der Rechnungsmethode bei gleich großen Intervallen behandelt werden können. Der auf diese Weise ermittelte Wert ist teils genauer, teils besser von Störungen beim Galvanometer befreit.

Die Doppelkammer wurde zuerst mehrfach geleert und mit dem zu untersuchenden Gase gefüllt.

Das benutzte Manometer war U-förmig, weshalb nur der eine Schenkel hier abgelesen werden konnte; nachher habe ich es sorgfältig kalibriert. Die Temperaturen des Manometers und der Doppelkammer sind zu Anfang und Ende der Versuchsreihe beobachtet, der Barometerstand aber nicht jedesmal, da ein Versuch kaum ca. 10 Min. dauerte. Schließlich ist bei diesen Messungen immer von einem Druck von einigen Millimetern in beiden Abteilungen ausgegangen worden.

Brechungsindex des Wasserstoffs.

Das Gas wurde in einem Kippschen Gasentwickelungsapparat aus chemisch reinem Zink und verdünnter (10 proz.) reiner Schwefelsäure dargestellt, durch Chlorcalcium- und Phosphorsäureanhydridröhren getrocknet und direkt in das Doppelrohr eingeführt; um die Reaktion zu befördern, wurden einige Tröpfchen reines Platinchlorid zugesetzt.¹⁾ Als Beispiele ich zwei Meßreihen mit; in der ersten (dritten) Kolumne der Tab. 1 stehen die direkten Ablesungen am Manometer, in der zweiten (vierten) die daraus berechneten Höhendifferenzen (in Millimetern) zwischen den Quecksilbersäulen in den beiden Manometerröhren. Die untenstehenden Mittelwerte sind nach der Rechnungsmethode bei gleich großen Intervallen ermittelt und bedeuten also die Druckänderungen, die unter den Umständen des Versuches einer Verschiebung von *einem* Streifen entsprechen.

1) Während der Vorversuche wurde das Gas auch durch ein gelöstes Silbersulfat enthaltendes Rohr gewaschen; da das Rohr trotz längerer Benutzung unverändert blieb, wurde es ausgeschaltet.

Tabelle 1.

Reihe Nr. 1.		Reihe Nr. 6.	
Temp. der Doppelk.: 17,4°.		Temp. der Doppelk.: 17,9°.	
Temp. des Manom.: 17,6°.		Temp. des Manom.: 17,8°.	
Barometerstand: 743,6 mm.		Barometerstand: 743,5 mm.	
Manometer		Manometer	
Ables. direkt	mm ber.	Ables. direkt	mm ber.
443	709,1	432	686,4
418	657,4	407	634,6
398	615,9	384	586,8
362	553,4	360	536,7
344	503,3	336	486,5
318	448,8	312	436,2
295	400,7	288	386,2
272	352,9	265	338,4
246	299,1	241	288,7
222	249,5	215	235,0
195	193,7	192	187,5
174	150,4	163	127,7
—	—	138	76,4
—	—	115	22,2
Mittel: $\Delta p' = 51,24$ mm		$\Delta p' = 50,77$ mm	

Hieraus berechnet sich die Druckerhöhung Δp , die eine Verschiebung von *einem* Streifen hervorrufen würde, wenn die Gasmasse und das Quecksilber auf 0° C. gehalten würden, durch die Formel

$$\Delta p = \frac{\Delta p'}{(1 + \alpha t)(1 + \beta t_1)},$$

wo α und β die Ausdehnungskoeffizienten des Gases bez. des Quecksilbers, t und t_1 die Temperaturen der Doppelkammer bez. des Manometers bedeuten. Für Wasserstoff ist nach Regnault $\alpha = 0,003667$; β ist $= 0,000181$. Zwar scheinen nach den Untersuchungen von Mascart und Walker der Temperaturkoeffizient der Refraktion und der Wärmeausdehnungskoeffizient nicht identisch zu sein, da ihre Resultate aber stark voneinander abweichen, habe ich das einfache Gladstone'sche Gesetz benutzt. Ist Δn die Δp entsprechende Änderung des Brechungsindex, λ die Wellenlänge der Reststrahlen und

L die geometrische Länge der Doppelkammer zwischen den Verschußplatten (bei der Versuchstemperatur), so ist

$$\Delta n = \frac{\lambda}{L} = c \cdot \Delta p,$$

wo c eine Konstante ist. Der Brechungsindex des Gases bei 0° Temperatur und 760 mm Druck ist dann

$$n = 1 + c \cdot 760.$$

Die Länge der Doppelkammer wurde mit Hilfe eines Komparators und eines Normalmeters ermittelt und war bei 18° C. 1005,3 mm, bezogen auf Normalmeter von 0° C. Die Wellenlänge ist nach Aschkinass (l. c.) $8,69 \cdot 10^{-3}$ mm.

Insgesamt sind zehn Beobachtungsreihen vorgenommen, bei den fünf ersten wurden die Umkehrpunkte des Galvanometers bei Maximalablenkung (helle Streifen), bei den fünf letzten die Umkehrpunkte bei Minimalablenkung (dunkle Streifen) beobachtet. Sie sind in der Tab. 2 zusammengestellt.

Tabelle 2.

Reihe Nr.	Streifen	$\Delta p'$ mm	Temperatur		Δp mm
			der Doppelk.	des Manom.	
1	hell	51,24	17,4°	17,6°	48,01
2	„	51,82	17,8	17,6	48,49
3	„	51,24	17,8	17,8	47,95
4	„	51,11	17,8	17,8	47,82
5	„	51,37	17,9	17,8	48,05
6	dunkel	50,77	17,9	17,8	47,49
7	„	50,79	18,0	17,8	47,49
8	„	51,08	18,0	17,8	47,76
9	„	51,56	18,0	17,8	48,21
10	„	50,62	18,0	17,8	47,33

Mittel: 47,86

Hieraus ergibt sich

$$n_{0^\circ \text{ 760 mm}} = 1,0001373.$$

Wie erwähnt, gehören sämtliche bisherige Untersuchungen über Brechungsindizes des Wasserstoffs dem sichtbaren Spektrum

an. Fassen wir hier ins Auge nur die zuverlässigsten¹⁾, die auch die Dispersion berücksichtigt haben, so läßt sich folgende Tabelle aufstellen.

Tabelle 3.

Refraktion des Wasserstoffs bei 0° 760 mm.

λ_μ	$(n - 1) \cdot 10^4$	Beobachter
0,5351 <i>Tl</i>	1,4356	Ketteler (1865)
0,5893 <i>D</i>	1,4294	"
"	1,388	Mascart (1878)
"	1,3868	Lorenz (1881)
"	1,390	Perreau (1895)
"	1,407	Walker (1903)
0,6708 <i>Li</i>	1,4228	Ketteler
"	1,3803	Lorenz
8,69	1,378	Koch

Wie aus der Tabelle hervorgeht, besitzt Wasserstoff hier normale Dispersion. Das ist ja zu erwarten, da bekanntlich Wasserstoff in diesem Zustand keine Absorption im Ultrarot zeigt, und steht auch in guter Übereinstimmung mit dem von Boltzmann²⁾ und Klemenčič³⁾ gefundenen Wert 1,000264 für die Dielektrizitätskonstante.

Von diesem Beobachtungsmaterial hat Drude⁴⁾ die Bestimmungen von Ketteler benutzt, um das Verhältnis e/m zu berechnen. Liegen die in Betracht kommenden Wellenlängen λ so weit von den ultraroten Eigenperioden entfernt, daß der Einfluß derselben sich durch $k\lambda^2$ genügend genau aus-

1) E. Ketteler, Farbenzerstreuung d. Gase, Bonn 1865; E. Mascart, Compt. rend. 78. p. 616 u. 679. 1874; 86. p. 321 u. 1182. 1878; Ann. école normale (2) 6. p. 1. 1877; L. Lorenz, Wied. Ann. 11. p. 70. 1880; F. Perreau, Journ. de Phys. (3) 4. p. 411. 1895; G. W. Walker, Phil. Trans. 201 A. p. 435. 1903.

2) L. Boltzmann, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien 69. p. 795. 1874; Pogg. Ann. 155. p. 407. 1873.

3) J. Klemenčič, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien 91. II. p. 712. 1885.

4) P. Drude, Ann. d. Phys. 14. p. 710. 1904.

drücken läßt, so können wir, wie bekannt, die Dispersionsformel folgendermaßen schreiben:

$$n^2 - 1 + k\lambda^2 = F(\lambda),$$

wo die Funktion $F(\lambda)$ eine Reihenentwicklung ist, enthaltend außer λ nur die ultravioletten Eigenwellenlängen. Mit den Bezeichnungen

$$r = n^2 - 1 + k\lambda^2$$

und

$$d_{12} = \frac{\frac{r_1 - r_2}{1} - \frac{1}{\lambda_1^2}}{\frac{1}{\lambda_1^2} - \frac{1}{\lambda_2^2}},$$

wo die indizierten λ und r sich auf entsprechende bekannte n -Werte beziehen, findet Drude eine untere Grenze für sämtliche im Molekül vorhandene Elektronen p , welche Einfluß auf den Brechungsindex haben, bestimmt durch den Ausdruck:

$$(1) \quad p \frac{e}{m} < 3,26 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{M}{d} \cdot \frac{r_1 r_2}{d_{12}},$$

wo M/d das Verhältnis zwischen Molekulargewicht und Dichte bedeutet. Bei Wasserstoff ist das Vorhandensein von ultraroten Eigenperioden fast unmöglich, weshalb $k=0$ sein muß. Somit erhält Drude aus den Kettlerschen Bestimmungen $2,96 \cdot 10^7$ als Wert für das rechte Glied der Ungleichung (1), unter Benutzung von $\lambda_1 = 0,535 \mu$ und $\lambda_2 = 0,589 \mu$, bez. $2,99 \cdot 10^7$ bei $\lambda_1 = 0,589 \mu$ und $\lambda_2 = 0,671 \mu$; d. h. $r_1 r_2 / d_{12}$ fast unabhängig von λ , woraus er schließen kann, daß bei Wasserstoff nur eine Elektronengattung Einfluß auf den Brechungsindex hat. Die Ungleichung (1) geht dann in eine Gleichung über, und wird p gleich der Anzahl der im Molekül vorhandenen Valenzen gesetzt, so ergibt sich im Durchschnitt $e/m = 1,49 \cdot 10^7$.

Behandeln wir auf dieselbe Weise die Bestimmungen von Lorenz, so erhalten wir für $\lambda_1 = 0,589 \mu$ und $\lambda_2 = 0,671 \mu$ den Wert $p \cdot e/m = 2,84 \cdot 10^7$ und also $e/m = 1,42 \cdot 10^7$ für $p=2$.

Perreau¹⁾ hat außer dem oben erwähnten Werte für die D -Linie auch einige Dispersionsmessungen für 5 Cd -Linien ausgeführt. Sein Resultat findet sich in Tab. 4.

1) F. Perreau, l. c. p. 415.

Tabelle 4.
 $n_D - 1 = 1,390 \cdot 10^{-4}$.

$\lambda \mu$	$\frac{n - 1}{n_D - 1}$	$\frac{n - n_D}{n_D - 1}$
0,6438	0,9961	-0,0039
0,5896	1	—
0,5378	1,0042	+0,0042
0,5085	1,0075	0,0075
0,4800	1,0114	0,0114
0,4677	1,0130	0,0130

Berechnen wir daraus e/m auf dieselbe Weise wie vorher, so erhalten wir:

Tabelle 5.

λ	$p \frac{e}{m} \cdot 10^{-7}$	$\frac{e}{m} \cdot 10^{-7}$ für $p = 2$
0,4677 μ bis 0,4800 μ	3,01	1,56
0,4800 μ bis 0,5085 μ	2,46	1,23
0,5085 μ bis 0,5378 μ	2,55	1,28
0,5378 μ bis 0,5896 μ	2,82	1,41
0,5896 μ bis 0,6438 μ	2,40	1,20

Durch meine Bestimmung ist eine Prüfung der Konstanz des Ausdruckes $r_1 r_2 / d_{12}$ in einem viel größeren Gebiete der Wellenlängen ermöglicht worden. Zwar herrscht eine gute Übereinstimmung in den relativen Werten, nicht aber in den absoluten. Kombinieren wir also, um den wahrscheinlichsten Wert zu finden, mit meiner Bestimmung das Mittel 1,0001400 aus den fünf in der Tab. 3 für die D-Linie aufgenommenen, so ergibt sich $e/m = 1,49 \cdot 10^7$ für $p = 2$.

Hieraus geht also ohne weiteres hervor, daß bei Wasserstoff eine Abhängigkeit der Werte für $p e/m$ von der Wellenlänge auch in einem sehr großen Gebiet nicht vorhanden ist. Im Durchschnitte erhalten wir $e/m = 1,40 \cdot 10^7$.

Besonders hervorzuheben sei, daß Wiechert¹⁾ durch die magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen und direkte Be-

1) E. Wiechert, Wied. Ann. 69. p. 739. 1899.

stimmung ihrer Geschwindigkeit für e/m den Wert $1,19 \cdot 10^7$ bis $1,42 \cdot 10^7$ (im Mittel $1,31 \cdot 10^7$) gefunden hat. Durch Messung der magnetischen Ablenkung und Berechnung der Geschwindigkeit aus der erzeugenden Spannungsdifferenz fanden Kaufmann¹⁾ und Simon²⁾ übereinstimmend die Werte $1,86 \cdot 10^7$ bez. $1,865 \cdot 10^7$, während Lenard³⁾ nach derselben Methode unter Benutzung von durch ultraviolettes Licht erzeugten Kathodenstrahlen den Wert $1,15 \cdot 10^7$ erhielt.

Brechungsindex der Kohlensäure.

Die Kohlensäure wurde in einem Kippischen Gasentwicklungsapparat aus reinem Marmor und verdünnter (10 proz.) reiner Salzsäure dargestellt und durch Chlorcalcium- und Phosphorsäureanhydridröhren getrocknet. Unter Benutzung derselben Bezeichnungen wie auf p. 663, teile ich in der Tab. 6 als Beispiel zwei Meßreihen mit.

Tabelle 6.

Reihe Nr. 4 a.		Reihe Nr. 10 b.	
Temp. der Doppelk.: $18,0^\circ$		Temp. der Doppelk.: $18,0^\circ$	
„ des Manom.: $17,8^\circ$		„ des Manom.: $17,8^\circ$	
Barometerstand: 743,3 mm.		Barometerstand: 743,3 mm.	
Manometer		Manometer	
Ables. direkt	mm ber.	Ables. direkt	mm ber.
452	727,8	446	715,4
444	711,2	439	700,9
436	694,7	432	686,4
429	680,2	424	669,8
421	663,6	417	655,3
414	649,1	409	638,7
406	632,6	402	624,2
399	618,0	394	607,6
392	603,4	388	595,1
384	586,8	380	578,5
377	572,2	—	—
369	555,5	—	—
Mittel: $\Delta p' = 15,52$ mm.		$\Delta p' = 15,27$ mm.	

1) W. Kaufmann, Wied. Ann. 65. p. 431. 1898.

2) S. Simon, Wied. Ann. 69. p. 589. 1899.

3) P. Lenard, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien 108. p. 1649. 1899.

Das Resultat der 18 Beobachtungsreihen findet sich in untenstehender Tab. 7. Zur Berechnung der reduzierten Druck-erhöhungen, die also einer Verschiebung von *einem* Streifen äquivalent sein sollten, wenn Gas und Quecksilber die Temperatur 0° C. gehabt hätten, habe ich als Wert für den Ausdehnungskoeffizient der Kohlensäure $\alpha = 0,003688$ genommen.

Tabelle 7.

Reihe Nr.	Streifen	$\Delta p'$ mm	Temperatur		Δp mm
			der Doppelk.	des Manom.	
3 a	hell	15,40	18,0°	17,8°	14,40
4 a	„	15,52	18,0	17,8	14,51
5 a	„	15,85	18,0	17,8	14,35
6 a	„	15,89	18,0	17,8	14,39
7 a	„	15,84	18,0	17,8	14,34
8 a	„	15,81	18,0	17,8	14,31
9 a	„	15,29	18,0	17,8	14,29
10 a	„	15,81	18,0	17,8	14,31
1	dunkel	15,24	18,0	17,8	14,25
2	„	15,81	18,0	17,8	14,31
3 b	„	15,40	18,0	17,8	14,40
4 b	„	15,54	18,0	17,8	14,53
5 b	„	15,16	18,0	17,8	14,17
6 b	„	15,28	18,0	17,8	14,28
7 b	„	15,89	18,0	17,8	14,39
8 b	„	15,58	18,0	17,8	14,56
9 b	„	15,24	18,0	17,8	14,25
10 b	„	15,27	18,0	17,8	14,27

Mittel: 14,35

Hieraus ergibt sich

$$n_{0^{\circ} 760 \text{ mm}} = 1,0004578.$$

Zur Vergleichung habe ich die bisherigen Bestimmungen für die *D*-Linie unten zusammengestellt:

<i>n</i>	Beobachter	<i>n</i>	Beobachter
1,0004492	Ketteler	1,0004502	Perreau
1,0004544	Mascart	1,0004510	Walker

Bemerkenswert ist hier, daß der von mir gefundene Wert größer ist als derjenige der *D*-Linie (im Mittel 1,0004512), daß wir es also hier mit *anomaler* Dispersion zu tun haben.

Nach den Untersuchungen von K. Ångström¹⁾ und Rubens und Aschkinass²⁾ besitzt die Kohlensäure zwei Absorptionsgebiete im Ultrarot, eines mit den beiden Maxima bei $2,7\ \mu$ und $4,4\ \mu$ und eines mit der Maximalerhebung bei $14,7\ \mu$. Die von mir benutzte Wellenlänge liegt also zwischen den beiden. Ziehen wir weiter in Betracht, daß die Dielektrizitätskonstante der Kohlensäure (von 0° Temperatur und 760 mm Druck) zu 1,000946 von Boltzmann³⁾, zu 1,000985 von Klemenčič⁴⁾ bestimmt worden ist, so ist ohne weiteres klar, daß diese beiden Absorptionsgebiete Einfluß auf den Brechungsindex ausüben. Ob die zwei Erhebungen in dem von Ångström entdeckten Bande je für sich das Brechungsverhältnis beeinflussen, läßt sich hier nicht beurteilen.

Mit aller Wahrscheinlichkeit wird die längere Eigenschwingung bei CO_2 dadurch hervorgebracht, daß das eine O-Atom mit zwei positiven Ladungen schwingt, während die beiden anderen Eigenschwingungen (oder nur die eine bei $4,4\ \mu$) dem CO-Radikal zuzuschreiben sind.

Tabelle 8.

Strahlung durch 84 cm Kohlensäure von		Differenz
ca. 0,5 mm Druck	1 Atm. Druck	
433,04 mm	432,88 mm	+0,21
433,24	433,29	-0,05
485,89	486,30	-0,41
616,52	616,45	+0,07
528,39	528,44	-0,05
474,21	474,18	+0,03

In diesem Zusammenhang will ich schließlich erwähnen, daß ich eine Wärmeabsorption in Kohlensäure für diese zwischen den beiden kräftigen Absorptionsgebieten belegene Wellenlänge nachzuweisen versucht, ohne eine solche zu finden, wie die Tab. 8 zeigt. Zu diesem Zwecke wurden die Strahlen der Lichtquelle A (vgl. die Figur) durch ein 84 cm langes Rohr

1) K. Ångström, Öfversigt af K. Vet. Akad. Förh. p. 549. 1889; Phys. Revue 1. p. 606. 1892.

2) H. Rubens u. E. Aschkinass, Wied. Ann. 64. p. 600. 1898.

3) L. Boltzmann, l. c.

4) J. Klemenčič, l. c.

hindurchgesandt und nach fünfmaliger Reflexion an Gipsplatten durch eine Steinsalzlinse auf die Thermosäule konzentriert. Die angeführten Zahlen sind Mittel aus 10—15 gut übereinstimmenden Einzelbeobachtungen.

Brechungsindex des Sauerstoffs.

Das Gas wurde einer Bombe mit verdichtetem Sauerstoff entnommen und wie oben getrocknet. Es ist also vielleicht nicht vollständig rein¹⁾; die Bestimmungen sind größtenteils zu dem Zwecke ausgeführt worden, um etwas mehr Erfahrung betreffs der Untersuchungsmethode zu gewinnen. Das Resultat ist in Tab. 9 mitgeteilt; als Wert für den Ausdehnungskoeffizient des Gases ist $\alpha = 0,00367$ genommen.

Tabelle 9.

Reihe Nr.	Streifen	$\Delta p'$ mm	Temperatur		Δp mm
			der Doppelk.	des Manom.	
1 a	hell	26,38	18,0	18,0	24,67
2 a	"	26,42	18,0	18,0	24,70
3 a	"	26,48	18,0	18,0	24,76
4 a	"	26,32	18,2	18,1	24,59
5 a	"	26,40	18,3	18,2	24,66
6 a	"	26,48	18,3	18,2	24,73
7 a	"	26,45	18,3	18,2	24,70
8 a	"	26,52	18,3	18,2	24,77
9 a	"	26,45	18,3	18,2	24,70
10 a	"	26,47	18,3	18,2	24,72
1 b	dunkel	26,34	18,0	18,0	24,63
2 b	"	26,43	18,0	18,0	24,71
3 b	"	26,35	18,0	18,0	24,64
4 b	"	26,38	18,2	18,1	24,65
5 b	"	26,35	18,3	18,2	24,61
6 b	"	26,51	18,3	18,2	24,76
7 b	"	26,55	18,3	18,2	24,80
8 b	"	26,47	18,3	18,2	24,72
9 b	"	26,37	18,3	18,2	24,63
10 b	"	26,46	18,3	18,2	24,71

Mittel: 24,69

Der Brechungsindex berechnet sich hieraus auf

$$n_{00} 760 \text{ mm} = 1,0002661.$$

1) Wahrscheinlich enthielt das Gas 98—99 Proz. Sauerstoff.

Lorenz¹⁾ fand für die *D*-Linie $n_D = 1,00027155$ und für die rote *Li*-Linie $n_{Li} = 1,00027034$; für die *D*-Linie erhielt Mascart²⁾ $n_D = 1,0002706$. Die Dispersion scheint also hier normal zu verlaufen. Soviel ich weiß, hat man auch bei Sauerstoff keine Absorptionsbänder im Ultrarot gefunden. Zwar glaubt Coblentz³⁾ zwei schwache solche bei $3,2 \mu$ und $4,7 \mu$ entdeckt zu haben, die Absorption war jedoch sehr gering, weshalb er zugibt, daß sie von Verunreinigungen hervorgerufen sein können. Berechnen wir aus den Lorentzschen Bestimmungen den Wert (γ) des rechten Gliedes der Ungleichung (1), so finden wir für $k = 0$

$$\gamma = 5,82 \cdot 10^7 \text{ zwischen } 0,5893 \mu \text{ und } 0,6708 \mu.$$

Analog ergibt sich

$\gamma = 5,55 \cdot 10^7$ bez. $6,70 \cdot 10^7$ zwischen $0,5893 \mu$ und $8,69 \mu$, je nachdem der Lorentzsche bez. Mascartsche Wert für die *D*-Linie benutzt wird. Führen wir dieselben Berechnungen mit $k = 661$ aus⁴⁾, so erhalten wir im ersteren Falle $\gamma = 8,18 \cdot 10^7$, in dem letzteren aber γ negativ, was doch hier unmöglich ist. Ob bei Sauerstoff γ , d. h. $r_1 r_2 / d_{12}$ von λ abhängt, läßt sich hier kaum entscheiden.

Schlußbemerkungen.

Die Genauigkeit meiner oben mitgeteilten Bestimmungen läßt sich auf 0,2—0,3 Proz. schätzen, scheint aber durch genauere Druckablesungen noch weiter getrieben werden zu können. Vorläufig hatte dies jedoch keinen besonderen Zweck, da die zu vergleichenden Werte, wie uns Tab. 3 zeigt, so stark voneinander abweichen.

Betreffs der auf p. 662 erwähnten Amplitude des Galvanometersausschlages sei hervorgehoben, daß sie sich mit den eintretenden Phasendifferenzen änderte. Wie die Anordnung bei mir war, sank sie nach 10—14 Interferenzen bis auf die Hälfte herunter. Hier liegt auch die Ursache, weshalb ich

1) L. Lorenz, l. c.

2) E. Mascart, l. c.

3) W. W. Coblentz, Phys. Review 20. p. 273. 1905.

4) k ist nach Drude, l. c. p. 689, Formel (16') berechnet.

bei Kohlensäure (und auch bei Sauerstoff) nicht bis zum Atmosphärendruck gegangen bin; gewiß konnte man die Interferenzen viel weiter verfolgen, die Umkehrpunkte des Galvanometers waren dann aber um so schwieriger zu bestimmen, weshalb damit nur wenig zu gewinnen war. Diese Änderung der Helligkeit der Streifen deutet darauf hin, daß das von Aschkinass gefundene Reflexionsmaximum bei $8,69 \mu$ nicht aus einer, sondern aus zwei (oder mehreren) nahe aneinanderliegenden Erhebungen besteht. Ich hoffe in kurzem auf diese Frage zurückkommen zu können.

Die vorliegende Arbeit ist im physikalischen Institut der Universität Gießen ausgeführt worden. Hrn. Prof. Dr. P. Drude bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit und die bereitwillige Gewährung der Institutsmittel zu größtem Danke verpflichtet.

Upsala, Physik. Inst. d. Univ., Juni 1905.

(Eingegangen 20. Juni 1905.)