

#### 4. Die Dispersion des Wasserstoffs im Ultraviolett; von Max Kirn.

(Auszug aus der Tübinger Dissertation.)

Nachdem es Hrn. W. Traub im Sommer 1919 gelungen war, den Verlauf der Dispersion von Luft im ultravioletten Spektrum bis zur Wellenlänge 1854 Å.-E. zu messen<sup>1)</sup>, veranlaßte mich Herr Professor Paschen, die Traubsche Arbeit fortzusetzen und für Wasserstoff den Absolutwert des Brechungs-exponenten für die grüne Hg-Linie möglichst genau zu bestimmen und die Dispersion bis zur Wellenlänge 1854 Å.-E. zu verfolgen.

Während die von den verschiedenen Forschern ermittelten Werte anderer Gase oft stark voneinander abweichen, gehört Wasserstoff zu den Gasen, deren Dispersion verhältnismäßig am besten bekannt ist. Kettleler<sup>2)</sup>, Lorenz<sup>3)</sup>, Mascart<sup>4)</sup>, Perreau<sup>5)</sup>, Scheel<sup>6)</sup>, J. Koch<sup>7)</sup> und C. und M. Cuthbertson<sup>8)</sup> haben dieses Gas untersucht. Im ultravioletten Teil des Spektrums ist es jedoch nur eine einzige Arbeit, die den Verlauf der Dispersion verfolgt und große Genauigkeit erreicht: J. Koch von 5462—2302 Å.-E.

Nachdem Debye<sup>9)</sup> auf Grund der Studien von Bohr<sup>10)</sup> den Bau des Wasserstoffmoleküls in bezug auf sein optisches

1) W. Traub, Ann. d. Phys. 61. 1920. (Tüb. Diss.)

2) E. Ketteler, Farbenzerstreuung der Gase. Bonn 1865.

3) L. Lorenz, Wied. Ann. 11. S. 70. 1880.

4) E. Mascart, Ann. Ec. Norm. Sup. 6. S. 1. 1877.

5) F. Perreau, Ann. de Chim. et de Phys. 7. S. 289. 1896.

6) K. Scheel, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 9. S. 24. 1907.

7) J. Koch, Arkiv för Mat., Astr. och Physik 8. S. 20. 1912.

8) C. und M. Cuthbertson, Proc. Roy. Soc. London (A) 83. S. 164. 1909.

9) P. Debye, Sitz.-Ber. d. Bay. Akad. zu München 1915.

10) N. Bohr, Phil. Mag. 26. 1913.

Verhalten näher untersucht hat, ist ein Vergleich der experimentell gefundenen Dispersion mit der theoretisch abgeleiteten von Interesse.

#### Versuchsanordnung.

Die Versuchsanordnung, deren ich mich bediente, ist dieselbe, wie sie Traub zur Bestimmung der Dispersion von Luft anwandte: die bekannten horizontalen Interferenzstreifen eines Jaminschen Interferentialrefraktometers mittels Prisma zerlegt. Als Kollimatorlinse hatte ich ein Quarz-Fluorit-Achromat von 25 cm Brennweite. Die Jaminplatten waren aus Flußspat von 5 mm Dicke. Das Doppelrohr war 50 cm lang mit Verschlußplatten aus Flußspat. Ebenso bestand das zerlegende Prisma für Ultraviolett aus Flußspat. Das Spektrum mit den horizontalen Interferenzstreifen wurde durch ein Quarz-Fluorit-Achromat von 25 cm Brennweite auf der photographischen Platte abgebildet. Die Röhren waren mittels Ansatzröhren und federnden Glasrohrverbindungen mit Manometer und Luftpumpe einerseits und mit Trockenröhren, Waschflaschen und Gasentwicklungsapparat andererseits völlig luftdicht verbunden. Die Röhren waren, um die Temperatur konstant zu halten, in ein großes Wasserbad gesetzt. Als Lichtquelle wurde bis 2300 Å.-E. eine Quarzquecksilberlampe bei 60 Volt und etwa 1,5 Amp. verwendet; bis 1854 Å.-E. ein durch hochgespannten Wechselstrom erzeugter Funke an Aluminiumelektroden (6 Leidnerflaschen ohne Selbstinduktion). Hinter der Kassette wurde ein Planspiegel aufgestellt, der das Licht in ein mikroskopisch vergrößerndes Fernrohr hineinreflektierte. In diesem sah man bei nicht eingesetzter Kassette die Interferenzstreifen. Auf diese Weise konnte die ganze Anzahl vorbeipassierender Streifen gezählt werden. Als Anhaltspunkt wurde zur Messung der Bruchteile gewandelter Streifen an den Spaltbacken ein feiner Faden senkrecht über den Spalt befestigt. Da derselbe aber im äußersten Violett nicht mehr abgebildet wurde, befestigte ich an der betreffenden Stelle dicht vor der photographischen Platte eine Marke (Faden), die mir nun als Anhalt diente.

Als Platten benutzte ich die Deutsche Imperial-Trockenplatte, Trockenplattenfabrik Kranseder & Co., München.

## Beobachtungen und Ergebnisse.

Als Formel für  $(n - 1)$  benutzte ich:

$$(n_0 - 1) = \frac{s \cdot \lambda_0 \cdot 760 (1 + \alpha t)}{L (p_1 - p_2)},$$

wobei

$s$  = Zahl der gewanderten Streifen,

$\lambda_0$  = die auf Vakuum reduzierte Wellenlänge,

$L$  = Länge der Röhren,

$(p_1 - p_2)$  = Druckunterschied ist.

Die Ableitung der Formel ist in der Traubschen Arbeit zu finden. Die dort mit  $\beta$  bezeichnete Größe

$$[(n - 1) = c(p + \beta p^2)]$$

ist nach Mascart für Wasserstoff  $\beta = 0,00000085$ . Die im Nenner stehende Korrektur  $\beta [760 - (p_1 + p_2)]$  bleibt, da  $(p_1 + p_2)$  wenig von 760 verschieden, voll innerhalb der Fehlergrenzen. Für  $\alpha$  wurde der Wert  $\alpha = 0,00366$  benutzt.

Die vorliegende Untersuchung galt der absoluten Bestimmung der Brechungsindizes. Es mußten somit genaue Druck- und Temperaturmessungen angestellt werden. Zu dem Zweck waren sowohl im Wasserbad, als am Quecksilbermanometer und an der Skala des Kathetometers genaue Thermometer angebracht. Besondere Sorgfalt wurde darauf verwendet, daß während einer Messung keine Temperaturänderung stattfand.

Der Wasserstoff wurde elektrolytisch aus reiner Natronlauge dargestellt, getrocknet durch 2 Chlorcalciumröhren, gereinigt mittels einer konzentrierten Lösung von Kaliumbichromat in konzentrierter Schwefelsäure, weiterhin getrocknet mittels Phosphorpentoxyd. Der letzte Gasballon war so groß, daß ich immer genügend getrocknetes Gas zur Verfügung hatte. Als Ausgangs- und Bezugslinie wählte ich die grüne Hg-Linie  $\lambda = 5462 \text{ \AA.-E.}$  Zur Absolutbestimmung des Brechungsindex für diese Linie verfuhr ich folgendermaßen:

Die Röhren wurden ausgepumpt, bis ich in einem angeschlossenen Geißlerrohr Kathodenstrahlen erhielt. In diesem Zustand wurde eine Aufnahme gemacht. Die Röhren waren vorher gründlich mit Wasserstoff ausgespült worden. Darauf wurde so langsam Gas in eine Röhre eingelassen,

daß die Zahl gewandelter Streifen im Fernrohr gezählt werden konnte. Es passierten durchschnittlich 120 ganze Streifen die Marke im Gesichtsfeld. Nun wurde eine Aufnahme gemacht (2—3 Minuten). Zur Kontrolle wurde die andere Röhre mit Gas gefüllt, bis kein Gangunterschied vorhanden war und wieder eine Aufnahme gemacht. Nun wurden wieder beide Röhren leer gepumpt und derselbe Messungsgang auch für die zweite Röhre durchgeführt. Durch gleichzeitige Beobachtung der Richtung, in welcher die Fransen wanderten und spätere Ausmessung der Platten unter dem Komparator wurde auf diese Weise genau ermittelt, wie viele Interferenzfransen der grünen Hg-Linie die Marke passiert hatten. Bei den Kontrollaufnahmen war keine Änderung während der Messungszeit feststellbar. Aus Druckunterschied und Temperatur wurde der absolute Wert des Brechungsindex der grünen Hg-Linie berechnet. Zu Anfang der Versuche differierten die Messungen noch und waren etwas größer als die Messungen von Koch und Cuthbertson. Nach vielen Versuchen konnte ich feststellen, daß wohl von den Messingröhren adsorbierte Gasreste die Ursache hiervon bildeten. Schließlich erhielt ich als Werte meiner endgültigen Messungen:

$(n-1) \cdot 10^6$	
139,59	Koch und Cuthbertson erhielten aus ihren Messungen für $(n-1) \cdot 10^6$ den Wert: 139,66.
139,70	
139,62	
139,69	
139,65	

Hiermit hatte ich nun eine als Ausgangspunkt zur Messung der *Dispersion* dienende Linie. Zu ihrer Bestimmung wurde mit den Aufnahmen ebenso verfahren wie oben angegeben. Bis  $\lambda = 2302 \text{ \AA.-E.}$  reichte die Hg-Lampe. Es genügte eine Belichtungszeit von 2—3 Minuten. Die ganzen Streifen konnte ich aus den Messungen Kochs oder aus der Kochschen Dispersionsformel entnehmen. Die Übereinstimmung war sehr gut. Aus der oben angegebenen Formel folgt:

$$\frac{n_1 - 1}{n_2 - 1} = \frac{s_1 \cdot \lambda_1}{s_2 \cdot \lambda_2}.$$

Aus dem Absolutwert der grünen Hg-Linie sind damit auch die anderen Absolutwerte gegeben. Das Ergebnis meiner

Messungen ist in folgender Tabelle zusammengestellt. Es ist angegeben, wieviel Streifen einer Wellenlänge 10000 Streifen der grünen Hg-Linie entsprechen.

$\lambda$ Å.-E. red. Vak.	Serie I		Serie II		Serie III		Serie IV		Mittel
	$s$	$(n-1) \cdot 10^8$	$s$	$(n-1) \cdot 10^8$	$s$	$(n-1) \cdot 10^8$	$s$	$(n-1) \cdot 10^8$	
5462.260	10000	13965,0	10000	13965,0	10000	13965,0	10000	13965,0	13965,0
4359.567	12720,2	14177,7			12719,4	14176,8			14177,3
4078.991	13676,0	14262,0	13679,2	14265,3	13677,0	14263,0	13676,6	14262,6	14263,2
4047.698	13790,7	14271,3	13795,0	14275,7	13796,1	14276,9	13791,7	14272,3	14274,1
3342.438	17098,2	14611,1	17104,9	14616,8	17099,6	14612,3	17100,4	14613,0	14613,3
2968.141	19649,3	14910,8	19651,1	14912,2	19646,7	14908,8	19646,4	14908,6	14910,1
2894.452	20251,2	14986,0	20250,0	14985,1	20253,1	14987,4	20249,7	14984,9	14985,9
2753.615	21524,6	15153,3	21518,2	15148,8	21519,9	15150,0	21516,9	15147,9	15150,0
2535.560	23859,2	15466,7			23866,4	15471,4			15469,0
2379.115	25924,9	15768,9	25921,3	15766,7	25920,5	15766,2	25927,8	15770,6	15768,1
2302.870	27074,2	15940,2	27076,3	15941,5	27080,9	15944,2	27075,8	15941,2	15941,8

Die von Koch gefundenen Werte sind in folgender Tabelle dargestellt.

$\lambda$ Å.-E. (Vakuum)	Serie I		Serie II	
	$s$	$(n-1) \cdot 10^8$	$s$	$(n-1) \cdot 10^8$
5462,23	10000	13966,0	10000	13966,0
4359,54	12720,0	14178,5		
4078,97	13677,1	14264,2		
4047,68	13793,2	14274,9		
3342,42	17100,6	14614,2	17097,8	14611,8
2968,13	19648,6	14911,3	19650,0	14912,4
2894,44	20251,5	14987,3	20251,5	14987,3
2753,60	21521,5	15152,2	21518,5	15150,1
2535,55	23863,7	15470,8	23859,5	15468,0
2379,10	25924,3	15769,6	25923,2	15769,0
2302,86			27077,8	15943,5

Um die Werte für noch kleinere Wellenlängen zu erhalten, mußte ich zu dem Al-Funken übergehen, der dicht vor den Kollimatorschlitz gestellt wurde. Hier dauerte die Belichtungszeit erheblich länger und war etwa  $1\frac{1}{2}$  Stunden, da anscheinend infolge der nicht vollständigen Exaktheit der Jaminplatten die Interferenzstreifen nicht mehr genügend scharf abgebildet wurden und somit ziemlich viel Licht abgeblendet werden mußte. Da der Funke ständig seitlich hin und her sprang, mußte ich während der ganzen Belichtungszeit

mittels eines dem Kollimator gegenüberstehenden Schirmes die Stellung des Funkens fortwährend nachregulieren, um volle Lichtwirkung zu erhalten. Besonders schwierig war auch die Erhaltung gleichmäßiger Temperatur während der langen Belichtungszeiten. Es gelang, die Temperatur bis auf ein zehntel Grad konstant zu halten. Vor und nach jeder Aufnahme mit Funke wurde zur Kontrolle eine Aufnahme mit Hg-Lampe gemacht. Um die ganzen Streifen zu erhalten, benutzte ich die Kochsche Dispersionsformel. Da ich aber größere Abweichungen erhielt, maß ich erst bei einem Druckunterschied von nur einer Interferenzbande der grünen Hg-Linie. Dies wurde mit einer immer größeren Anzahl verschobener grünen Hg-Banden zwischen den Spektralaufnahmen wiederholt, so daß ich schließlich eine genügend große Phasenverschiebung grüner Banden erhielt. Die Druckänderung betrug etwa 70 cm Hg. Die Interferenzen waren scharf und konnten auf der Platte gut ausgemessen werden. Das Ergebnis der Messungen für die Al-Linien ist in folgender Tabelle zusammengestellt:

$\lambda$ Å.-E. red. Vak.	Serie I		Serie II		Serie III		Mitte
	$s$	$(n-1) \cdot 10^8$	$s$	$(n-1) \cdot 10^8$	$s$	$(n-1) \cdot 10^8$	$(n-1) \cdot 10^8$
1990.469	33285,2	16938,6	33288,5	16940,2	33287,6	16939,7	16939,5
1935.846	34721,3	17184,4	34715,1	17181,4	34715,2	17181,4	17182,4
1862.749	36865,0	17556,6	36856,2	17552,2	36858,8	17553,5	17554,1
1854.637	37120,5	17601,2	37114,2	17598,2	37116,7	17599,4	17599,6

#### Vergleich mit anderen Beobachtern.

Ein direkter Vergleich des Absolutwertes des Brechungs-exponenten, der als Ausgangslinie dienenden grünen Hg-Linie ist nur mit Koch und C. und M. Cuthbertson möglich. Beide finden den Wert  $(n-1) \cdot 10^8 = 13966,0$ . Dies dürften die genauesten Messungen sein. Die von den übrigen Beobachtern gefundenen Werte weichen hiervon etwas ab. Alle diese Messungen beanspruchen keinen hohen Grad der Genauigkeit. Der Verlauf des Dispersion ist nur vergleichbar mit den Messungen Kochs. Alle übrigen Beobachter haben nur in engem Gebiet des Spektrums die Dispersion des Wasserstoffs untersucht und die von diesen Beobachtern aufgestellten Dispersionsformeln geben bei der Extrapolation schon im sicht-

baren Violett beträchtliche Abweichungen. Die aus der Formel von Koch berechneten Brechungsexponenten finden sich in folgender Tabelle:

$$\left( n^2 - 1 = \frac{288\,975\,2 \cdot 10^{-8}}{116,7539 - 10^{-8} \cdot \lambda^{-2}} + \frac{111\,775\,4 \cdot 10^{-8}}{452,5617 + 10^{-8} \cdot \lambda^{-2}} \right).$$

Die Beobachtungen lassen sich darstellen durch die Formel:

$$(1) \quad \left\{ \begin{aligned} (n-1) \cdot 10^8 &= 13610,1866 + 1,0246373 \cdot 10^{10} \cdot \lambda^{-2} \\ &+ 990606,9 \cdot 10^{10} \cdot \lambda^{-4} + 70,512617 \cdot 10^{20} \cdot \lambda^{-6} \end{aligned} \right.$$

oder auch

$$(2) \quad (n-1) \cdot 10^8 = \frac{1\,220\,070}{118,6371 - 10^{-8} \cdot \lambda^{-2}} + \frac{581\,198,1}{175,3273 - 10^{-8} \cdot \lambda^{-2}},$$

die aus ersterer Formel berechneten Werte\*) finden sich ebenfalls in der Tabelle:

$\lambda$ Å.-E. red. Vak.	$(n-1) \cdot 10^7$				
	beobachtet	berechnet*)	$\Delta$	nach Koch	$\Delta$
5462·260	1396,50	1396,50	$\pm 0$	1396,60	-0,10
4359·567	1417,73	1417,77	-0,04	1417,91	-0,18
4078·991	1426,32	1426,33	-0,01	1426,48	-0,16
4047·698	1427,41	1427,41	$\pm 0$	1427,59	-0,18
3342·438	1461,33	1461,18	+0,15	1461,28	+0,05
2968·141	1491,01	1491,11	-0,10	1491,17	-0,16
2894·452	1498,59	1498,63	-0,04	1498,67	-0,08
2753·615	1515,00	1515,00	$\pm 0$	1515,01	-0,01
2535·560	1546,90	1547,01	-0,11	1547,01	-0,11
2379·115	1576,81	1576,85	-0,04	1576,92	-0,11
2302·870	1594,18	1594,18	$\pm 0$	1594,33	-0,15
1990·469	1693,95	1694,08	-0,13	1705,75	-1,80
1935·846	1718,24	1718,37	-0,13	1720,65	-2,41
1862·749	1755,41	1755,47	-0,06	1759,81	-4,40
1854·637	1759,96	1759,96	$\pm 0$	1763,75	-3,79

Der Fehler der Beobachtungen dürfte kleiner als 0,01% sein, so daß mindestens die 4. Stelle der relativen Messungen der Brechungsexponenten sicher ist. Bei den Absolutwerten konnte dieselbe Genauigkeit nicht erzielt werden. Man erhält als mittleren Fehler ungefähr 0,04%. Da bei Messung der 50 cm langen Röhren mittels Kathetometer nicht mehr als die Zehntel-Millimeter mit Sicherheit angegeben werden konnten, dürfte die 4. Stelle von  $(n-1) \cdot 10^8$  gesichert sein. Koch gibt seine Fehler ebenfalls auf kleiner als 0,01% an. Die Übereinstimmung mit Koch ist außerordentlich gut. Abweichungen von den Kochschen Messungen liegen innerhalb der Fehlergrenzen.

Vergleich mit der Dispersionsformel von Debye.

Debye stellt den Verlauf der Dispersion in abgekürzter Form dar durch die Formel:

$$(n-1) = 2\pi N \frac{\varepsilon^2}{\mu \omega^2} \left[ 6,42266 + 25,0989 \frac{s^2}{\omega^2} \right].$$

Da diese Formel zur Darstellung der Dispersion nicht ausreicht, habe ich ihre ursprüngliche vollständige Form:

$$\begin{aligned} \frac{n^2-1}{4\pi N} = \frac{\varepsilon^2}{\mu \omega^2} & \left[ \frac{2,97429}{1 - \left( \frac{s}{0,412375 \omega} \right)^2} + \frac{2,15347}{1 - \left( \frac{s}{0,556397 \omega} \right)^2} \right. \\ & + \frac{0,0276447}{1 - \left( \frac{s}{2,412375 \omega} \right)^2} + \frac{0,246581 + 0,579918 \left( 1 - \frac{s}{\omega} \right)}{0,304388 + \left( 1 - \frac{s}{\omega} \right)^2} \\ & \left. + \frac{0,246581 + 0,579918 \left( 1 + \frac{s}{\omega} \right)}{0,304388 + \left( 1 + \frac{s}{\omega} \right)^2} \right] \end{aligned}$$

nach  $s/\omega$  entwickelt und ein weiteres Glied noch hinzugenommen. Ich erhielt so

$$\begin{aligned} n^2 - 1 = \frac{4\pi N \varepsilon^2}{\mu \omega^2} & \left[ 2,97429 + 17,49040 \frac{s^2}{\omega^2} + 102,8522 \frac{s^4}{\omega^4} \right. \\ & + 2,15347 + 6,95615 \frac{s^2}{\omega^2} + 22,4698 \frac{s^4}{\omega^4} \\ & + 0,02764 + 0,00475 \frac{s^2}{\omega^2} + 0,0008 \frac{s^4}{\omega^4} \\ & + 0,63363 + 0,32219 \frac{s^2}{\omega^2} - 0,10896 \frac{s^4}{\omega^4} \\ & \left. + 0,63363 + 0,32219 \frac{s^2}{\omega^2} - 0,10896 \frac{s^4}{\omega^4} \right] \end{aligned}$$

oder zusammengefaßt:

$$n^2 - 1 = \frac{4\pi N \varepsilon^2}{\mu \omega^2} \left[ 6,42266 + 25,09568 \frac{s^2}{\omega^2} + 125,1049 \frac{s^4}{\omega^4} \right],$$

hierin bedeutet:

- $n$  Brechungsindex,
- $N$  Anzahl der Moleküle in 1 ccm,
- $\varepsilon$  positive Ladung der Kerne,
- $\mu$  Masse des Elektrons,
- $\omega$  Winkelgeschwindigkeit der Kreisbewegung,
- $s$  Frequenz der einfallenden Welle (Schwingungszahl in  $2\pi$  sec).



Führt man an Stelle der Frequenz  $s$  die Wellenlänge  $\lambda$  ein, so erhält man aus der letzten Formel:

$$n^2 - 1 = \frac{4\pi N \epsilon^2}{\mu \omega^2} [6,42266 + 8916,642 \cdot 10^{20} \cdot \omega^{-2} \cdot \lambda^{-2} + 15793530 \cdot 10^{40} \cdot \omega^{-4} \cdot \lambda^{-4}] \quad (\lambda \text{ in cm}).$$

Diese Gleichung hat die Form:

$$n^2 - 1 = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}.$$

Stellt man mittels der graphisch ausgeglichenen Werte für  $(n - 1)$  in dieser Form  $(n^2 - 1)$  als Funktion der  $\lambda$  dar, so erhält man folgende Gleichung:

$$(n^2 - 1) = 0,0002723513 + 199,5973 \cdot 10^{-16} \cdot \lambda^{-2} + 2,5676424 \cdot 10^{-24} \cdot \lambda^{-4}.$$

Soll dies mit der Formel von Debye übereinstimmen, so muß sein:

$$\frac{4\pi N \epsilon^2}{\mu \omega^2} \cdot 6,42266 = 2,723513 \cdot 10^{-4},$$

$$\frac{4\pi N \epsilon^2}{\mu \omega^2} \cdot 8916,642 \cdot 10^{20} \cdot \omega^{-2} = 199,5973 \cdot 10^{-16},$$

$$\frac{4\pi N \epsilon^2}{\mu \omega^2} \cdot 15793530 \cdot 10^{40} \cdot \omega^{-4} = 2,5676424 \cdot 10^{-24}.$$

Hieraus folgt:

$$\omega = 3,7106 \cdot 10^{16},$$

$$\frac{N \epsilon^2}{\mu} = 6,39008 \cdot 10^{27},$$

$$\frac{\epsilon}{\mu} = 4,9574 \cdot 10^{17}.$$

Aus den Messungen Kochs und Cuthbertsons hat Debye hierfür folgende Werte erhalten. In der letzten Spalte sind meine Werte angeführt:

	Nach Debye aus Messungen von		meine Werte
	Koch	Cuthbertson	
$\omega$	$4,214 \cdot 10^{16}$	$4,38 \cdot 10^{16}$	$4,3521 \cdot 10^{16}$
$\frac{N \epsilon^2}{\mu}$	$5,987 \cdot 10^{27}$	$6,48 \cdot 10^{27}$	$6,3901 \cdot 10^{27}$
$\frac{\epsilon}{\mu}$	$4,64 \cdot 10^{17}$	$5,01 \cdot 10^{17}$	$4,9574 \cdot 10^{17}$

Im Sinne der Quantentheorie ist nun nach Debye  $\omega$  dadurch bestimmt, daß das Impulsmoment eines Elektrons gleich einem Vielfachen  $\mathfrak{z}$  von  $h$  gesetzt wird ( $h$  = Plancksches Wirkungsquantum)  $\mu a^2 \omega = \mathfrak{z} \cdot h$ . ( $a$  = Radius der Bahn der Elektronen.) Andererseits ist als Gleichgewichtsbedingung des Moleküls:

$$\mu a \omega^2 = \frac{3 \sqrt{3-1}}{4} \frac{\varepsilon^2}{a^2}.$$

Aus beiden Gleichungen folgt:

$$\omega = \left( \frac{3 \sqrt{3-1}}{4} \right)^2 \frac{\varepsilon^2 \mu}{\mathfrak{z}^3 \cdot h^3}.$$

Hierin ist, um im Einklang zu bleiben mit der theoretischen Ansicht über die Einführung der Quanten bei der Rotationsbewegung für  $\mathfrak{z}$  zu setzen:

$$\mathfrak{z} = \frac{1}{2\pi}.$$

Setzt man noch die Werte ein:  $\varepsilon = 4,773 \cdot 10^{-10}$  (Sommerfeld),  $\frac{e}{\mu} = 5,295 \cdot 10^{17}$  (Paschen) und  $h = 6,55 \cdot 10^{-27}$ , so erman für  $\omega$  den Wert  $\omega = 4,5342 \cdot 10^{16}$ . Stellt man den Verlauf der Dispersion mittels der Debyeschen Formel und dem Wert  $\omega = 4,5342 \cdot 10^{16}$  dar, so zeigt sich aus folgender Tabelle, daß die Kurve für  $(n-1) \cdot 10^6$  aus den beobachteten Werten steiler verläuft, als nach der Debyeschen Formel. Die Abweichungen im Ultraviolett sind recht beträchtlich.

$\lambda$ Å.-E.	$(n-1) \cdot 10^6$		Differenz
	nach Formel von Debye	beobachtet	
5462,260	137,0	139,6	-2,6
4047,698	139,9	142,7	-2,8
2894,452	146,3	149,9	-3,6
1854,637	170,2	176,0	-5,8

#### Zusammenfassung.

1. Bestimmung des Absolutwertes des Brechungsexponenten von Wasserstoff für die grüne Hg-Linie

$$[(n-1) \cdot 10^6 = 139,65].$$

Die vierte Stelle ist als sicher anzusehen.

2. Messung der Dispersion bis 1854 Å.-E. Darstellung der Beobachtungen durch zwei Formeln mit guter Annäherung. Die Messungen stimmen mit den Kochschen Werten gut überein; bei Extrapolation der Kochschen Formel für die kleineren Wellenlängen ergeben sich Abweichungen.

3. Vergleich mit der Dispersionsformel von Debye ergibt einen steileren Verlauf der beobachteten Dispersionskurve als der der errechneten.

Vorliegende Arbeit wurde Ende Sommersemester 1919 begonnen und Anfang Sommersemester 1920 vollendet.

Hrn. Professor Paschen danke ich ehrfurchtvollst für seine vielfache Unterstützung.

Tübingen, Physikalisches Institut, Mai 1920.

(Eingegangen 18. Oktober 1920.)

---