4. *Über die Breite von Spektrallinien;* *von A. J. Dempster.*

(Aus dem Physikalischen Institut der Universität Würzburg.)¹⁾

Einleitung.

Der Hauptzweck der vorliegenden Experimente war die Untersuchung der durch Drucke unterhalb einer Atmosphäre bewirkten Verbreiterung von Spektrallinien. Diese Verbreiterung gibt eine Methode, die Häufigkeit der Störungen oder die Wirkungssphäre der Moleküle für verschiedene Linien zu bestimmen. Da die Meinungen über die Ursachen der verschiedenen Verbreiterungen der Spektrallinien sehr weit auseinander gehen, wurden einige Vorversuche mit verschiedenen Erregungsarten gemacht. Diese waren vor der auf diesem Gebiet aufklärenden Entdeckung des Hrn. Stark schon abgeschlossen, doch bleiben sie, der Atomstruktur bezüglich, immerhin von Interesse, und sollen mit den frühzeitig abgebrochenen Hauptversuchen mitgeteilt werden.

Apparat.

Ein von Hilger konstruiertes Interferometer, auf welchem die Fabry-Perot-Platten montiert waren, wurde für die Beobachtungen benutzt. Die Platten wurden durch Kathodenzerstäubung einer Silberplatte in Wasserstoff neu versilbert. Temperaturschwankungen hatten bei Expositionen von mehr als 10 Minuten einen störenden Einfluß, wurden aber schließlich dadurch vermieden, daß das Instrument in einem großen doppelwandigen Kasten untergebracht wurde, dessen Zwischenwände von Wasser von konstanter Temperatur (von einem Thermostat mit empfindlichem Regulator reguliert) umspült wurden. Das Licht des Spalts ging durch den Kollimator, die Interferenzplatten, das Prisma und Kameralinse, und gab

1) Die Untersuchung mußte wegen des Krieges abgebrochen werden.

auf der photographischen Platte ein Bild des Spaltes, auf welchem ein Teil der Mitte des Ringsystems des Interferometers abgebildet wurde.

Messung der Breite einer einfachen Linie mit den Fabry-Perot-Platten.

Die Intensitätsverteilung in einfachen Spektrallinien hat Michelson aus der Sichtbarkeit der Fransen mit verschiedenen Plattenabständen berechnet.¹⁾ Fabry und Buisson²⁾ haben die Breite berechnet aus dem Plattenabstand, bei dem die Fransen nicht mehr sichtbar sind. Eine strenge Lösung des Problems hat P. P. Koch gegeben.³⁾ Die Intensitätsverteilung in den Fransen wird durch die photographische Methode bestimmt und mit der Verteilung einer monochromatischen Lichtquelle verglichen. In den folgenden Experimenten wurde eine Methode benutzt, welche der von Michelson ähnlich ist, und verhältnismäßig leicht ein Maß für die Breite einer einfachen Linie gibt. Die Sichtbarkeit der Fransen mit wachsendem Plattenabstand wurde gemessen und von dieser Kurve wurde ein Maß für die Breite gefunden.

Sichtbarkeitskurve einer einfachen Linie mit den Fabry-Perot-Platten.

Die Intensitätsverteilung in den Fabry-Perot-Ringen wird gegeben durch⁴⁾

$$J = \text{const.} \left[\frac{1}{2} + f \cos 2\pi \Delta m + f^2 \cos 4\pi \Delta m + \dots + f^p \cos 2p\pi \Delta m + \dots \right],$$

wo

f = Bruchteil welcher zweimal reflektiert wird

Δ = doppelten Dicke der Luftschicht,

$m = 1/\lambda$, wo λ = Wellenlänge ist.

Wenn wir eine Intensitätsverteilung $\psi(m)$ haben, dann wird die Verteilung in den Fransen durch

1) A. Michelson, Phil. Mag. (5) 34. p. 289. 1892.

2) Ch. Fabry u. H. Buisson, Journal de Physique (5) 2. p. 442. 1912.

3) P. P. Koch, Ann. d. Physik 42. p. 1. 1913.

4) Ch. Fabry u. A. Perot, Annales de Chemie et de Physique. 12. p. 463. 1897; O. Lummer, Ann. d. Physik 10. p. 461. 1903; M. Laue, Ann. d. Physik 13. p. 167. 1904.

$$J = \int_0^{\infty} \psi(m) dm \left[\frac{1}{2} + f \cos 2\pi \Delta m + \dots + f^p \cos 2p\pi \Delta m + \dots \right]$$

gegeben.

Die von dem Dopplereffekt der bewegten leuchtenden Moleküle bewirkte Intensitätsverteilung wird durch die Formel

$$\psi(\lambda) d\lambda = e^{-\frac{Mc^2}{2RT} \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda} \right)^2} d\lambda$$

gegeben, wo M = Molekulargewicht der emittierenden Moleküle,
 c , T = Lichtgeschwindigkeit, absolute Temperatur,
 $R = 8,31 \cdot 10^7$ erg/grad.

Michelson hat gefunden, daß die Intensitätsverteilung in einfachen Linien gut mit den theoretischen übereinstimmt und dieses Resultat ist von Koch für die Cd. rote Linie sicher gestellt. Indem wir $m = m_0 + x$ und

$$\psi(x) = e^{-\alpha^2 x^2}$$

wo

$$\alpha^2 = \frac{c^2 \lambda^2 M}{2RT}$$

setzen, bekommen wir nach der Integration

$$J = \frac{\sqrt{\pi}}{\alpha} \left[\frac{1}{2} f + \cos 2\pi \Delta m_0 e^{-\frac{\pi^2 \Delta^2}{\alpha^2}} + \dots + f^p \cos 2p\pi \Delta m_0 e^{-\frac{p^2 \pi^2 \Delta^2}{\alpha^2}} + \dots \right].$$

Das Maximum wird durch $2\pi \Delta m_0 = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$ und das Minimum durch $2\pi \Delta m_0 = \pi, 3\pi, 5\pi, \dots$ bestimmt, so daß die Sichtbarkeit durch

$$V = \frac{J_{\max.} - J_{\min.}}{J_{\max.} + J_{\min.}} = \frac{f e^{-\frac{\pi^2 \Delta^2}{\alpha^2}} + f^3 e^{-\frac{9\pi^2 \Delta^2}{\alpha^2}} + \dots}{\frac{1}{2} + f^2 e^{-\frac{4\pi^2 \Delta^2}{\alpha^2}} + f^4 e^{-\frac{16\pi^2 \Delta^2}{\alpha^2}} + \dots}$$

gegeben ist. Sobald die Sichtbarkeit klein wird, ist das erste Glied allein von Bedeutung, so daß die Sichtbarkeitskurve schließlich dieselbe Form wie mit dem Michelsonschen Interferometer annimmt. Anstatt der Form der Kurve, können wir die Tatsache benutzen, daß V eine Funktion von Δ und α in der Kombination Δ/α ist. Definieren wir die Breite $\delta = \lambda_1 - \lambda_0$, wo λ_0 die Mitte und λ_1 die Wellenlänge von der halben In-

tensität ist, dann ist $1/a$ proportional zu $1/\lambda_1 - 1/\lambda_0$ oder δ/λ^2 , so daß

$$V = \text{Funktion von } \left(\frac{\Delta \delta}{\lambda^2} \right).$$

Wenn wir also die Sichtbarkeitskurven für zwei Linien haben, können wir das Verhältnis der Breiten δ der Linien finden, indem wir die Abszissen Δ von gleicher Sichtbarkeit vergleichen. Absolute Breiten können dann durch einen Vergleich mit einer Linie bekannter Breite gefunden werden.

Vorversuche.

I. Experimente mit Elektronenerregung.

Einige visuell beobachtete Unregelmäßigkeiten in der Sichtbarkeit der Fransen von H_α mit großem Plattenabstand legte die Vermutung nahe, daß Veränderungen in der Entladung einen Einfluß auf die Breite haben könnten. Einige Experimente wurden also mit einer einfachen Entladungsart, Elektronenerregung von einer Wehneltkathode gemacht. Dabei waren drei Fragen im Auge behalten: ob die Schwingungen der emittierenden Atome homogen sind, wenn die Atome von Elektronen von allen Geschwindigkeiten erregt werden, ob die Struktur einer komplizierten Linie, mit der einfachen Erregungsart, einfacher wird, und ob Bewegungsenergie bei der Erregung übertragen wird.

Fig. 1.

Das Entladungsröhre ist in Fig. 1 gezeichnet. Die Elektrode A war aus parallel gespannten Drähten gemacht. B war mit A verbunden, so daß Elektronen von verschiedener Geschwindigkeit in AB im feldfreien Raum untersucht werden konnten. Ohne Kühlung war die grüne Quecksilberlinie sehr stark und Aufnahmen von dieser Linie in AB wurden gemacht. Es wurde gefunden, daß die zwei Trabanten, die mit dem benutzten Abstand der Platten mit einem Geisslerrohr sichtbar waren, auch mit Erregung durch Elektronen von 36, 200 und 2000 Volt Geschwindigkeiten vorhanden waren.

Der Strom wurde von einer Hochspannungsmaschine geliefert und die Expositionszeit variiert von 4—6½ Stunden. In einigen Experimenten, die später gemeinsam mit Hrn. Dr. Raugemacht waren, beobachteten wir die Elektronentladung in Helium und fanden, daß der Trabant der gelben Heliumlinie auch vorhanden ist. In allen Fällen schienen die Linien ebenso scharf wie in einem Geisslerrohr. Wenn wir annehmen, daß die Trabanten von einigen besonderen Zentren, wie mehrwertigen Atomträgern, emittiert werden, dann müssen diese Zentren auch in der Elektronentladung gebildet und angeregt werden.

Das Rohr in Fig. 2 wurde benutzt, um zu sehen, ob Bewegungsenergie bei der Lichterregung übertragen wird. Ein

Fig. 2.

Elektron hat, nachdem es durch 2000 Volt gefallen ist, eine Geschwindigkeit von $2,5 \cdot 10^9$ cm/sec. In einem zentralen elastischen Zusammenstoß mit einem Wasserstoffmolekül, würde das Molekül die Geschwindigkeit

$$\frac{2}{2 \times 1700} \times 2,5 \cdot 10^9 = 15,0 \cdot 10^5 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$$

bekommen. Die mittlere Geschwindigkeit der Wasserstoffmolekülen ist $1,9 \cdot 10^5$ cm/sec, und diese Geschwindigkeit entspricht ungefähr der Breite der Linien in einem Geisslerrohr. Wenn also die Lichterregung von einem elastischen Stoß resultiert, sollten die Linien deutlich nach kürzeren Wellenlängen verschoben oder verbreitert werden. Das Rohr wurde von einer Gaedepumpe dauernd evakuiert, während frischer Wasserstoff durch eine Kapillare zuströmte; das Bündel wurde durch das Rohrende auf dem Spalt abgebildet. Die Fransen

von H_β wurden auf neun Aufnahmen gemessen und die Durchmesser der Ringe mit Geisslerrohraufnahmen vor und nach der Exposition verglichen. Elektronengeschwindigkeiten von 500—2500 Volt wurden benutzt. Die Fransen von H_β mit 1000—2000 Volt wurden auf vier Aufnahmen gemessen. Wenn der untere Teil des Bündels QR abgebildet war, wurde keine Verschiebung oder unsymmetrische Verbreiterung beobachtet, obgleich eine einer Geschwindigkeit von $1,0 \cdot 10^5$ cm/sec entsprechende Verschiebung hätte beobachtet werden können. Der Starkeffekt mit den vorhandenen Feldern würde wohl eine kleine Verbreiterung hervorrufen aber noch keine Disymmetrie.

Wenn der obere Teil des Bündels PQ auf dem Spalt abgebildet wurde und der Druck so hoch genommen, daß der Dunkelraum 2—3 cm betrug, waren die Linien stark verbreitert, so daß in dem oberen Teil einer Aufnahme keine Fransen vorhanden waren, obgleich sie unten scharf waren. Es wurde zunächst angenommen, daß diese Verbreiterung damit zusammenhinge, daß vor der Kathode starke Kanalstrahlen auftreten, und da die Verbreiterung in den Kanalstrahlen Gegenstand einer besonderen Untersuchung im Institut war, wurde die Sache vorläufig liegen gelassen. Es ist aber inzwischen durch die Entdeckung des Hrn. Stark erwiesen, daß die beobachtete Verbreiterung durch das starke elektrische Feld vor der Kathode bedingt ist. In einigen gemeinsam mit Hrn. Dr. Rau gemachten Experimenten beobachteten wir die grüne Heliumlinie mit Elektronenerregung in einer feldfreien Kammer. Mit 4000 Volt Strahlen war keine Unschärfe bemerkbar.

Wir schließen also, daß die Lichterregung durch Elektronen der Ionisation durch β Teilchen ähnlich ist, so daß das Elektron viele Moleküle erregen kann, indem es an ihnen vorbei oder durch sie hindurchfliegt. Auch werden gleichmäßig homogene Schwingungen durch Elektronen von 36—4000 Volt Geschwindigkeit erregt.

II. Verbreiterung der Hauptlinie und Trabanten der grünen Quecksilberlinie.

Wenn eine Quarz-Quecksilber-Lampe sich allmählich erwärmt, bemerkt man, daß die Trabanten und die Hauptlinie

allmählich diffus und verbreitert werden. Der Druck in der Lampe kann mehr als eine Atmosphäre betragen.¹⁾ Einige Aufnahmen wurden gemacht, um zu sehen, ob die Trabanten anders als die Hauptlinie verbreitert werden. Das Licht wurde zuerst durch eine Lummerplatte analysiert und ging dann durch die Fabry-Perot-Platten. Man sah also jeden Trabanten mit seinen eigenen Fransen. Wenn die Fabry-Perot-Platten 10 cm auseinander gebracht waren, konnte man bemerken, *daß die Fransen in der Hauptlinie sehr bald verbreitert wurden und verschwanden, während die Fransen in den Trabanten noch ganz scharf blieben*. Mehrere Aufnahmen wurden gemacht, welche scharfe Fransen in fünf Trabanten zeigen und keine in der Hauptlinie. Die Fransen in der Hauptlinie von einem Geisslerrohr schienen ebenso scharf wie in den Trabanten von der Quarzlampe. Daß die Hauptlinie mehr verbreitert wird als die Trabanten, würde zeigen, entweder, daß sie von verschiedenen Zentren herrühren, oder daß die Störung der Zentren, welche die Verbreiterung verursacht, nur die Hauptlinie trifft.

III. Verbreiterung durch oszillierende Entladung.

Es wurden auch einige Aufnahmen der verbreiterten Linien in einem Geisslerrohr mit starken Leydnerflaschenentladungen gemacht. Nach der Ansicht Starks ist diese Verbreiterung durch die elektrischen Felder der Atome und Elektronen zu erklären. Dabei wird die Verbreiterung als die von einem konstanten Felde herrührende gedacht. In Wirklichkeit wird durch die Annäherung eines Elektrons die Frequenz der Schwingung eine allmähliche Änderung erfahren, doch ist das Spektrum einer in dieser Weise gestörten Schwingung noch nicht mathematisch untersucht worden. Stark hat die Linie 4472 von Helium photographiert, welche bei 1 mm Druck genügend verbreitert wird. Ich habe aber gefunden, daß, wenn man den Druck bis 15 oder 30 cm Hg vergrößert, die Linien in Aufnahmen mit einem Steinheilsspektrographen mit drei Prismen deutlich verbreitert oder verschoben waren. Die folgenden Linien waren nach rot verschoben: 4120, 4713, Helium 2. Nebenserie, 5047 Parhelium 2. Nebenserie. Stark

1) R. Küch. u. T. Retchinsky, Ann. d. Physik 20. p. 563. 1906.

hat mit den zwei ersten Linien eine kleine Verschiebung nach rot in dem elektrischen Felde gefunden. Die folgenden Linien waren sehr stark nach beiden Seiten verbreitert: 4026, 4471, Helium, 1. Nebenserie, 4388, 2922 Parhelium 1. Nebenserie. In dem elektrischen Felde haben alle diese Linien stark verschobene Komponenten nach beiden Seiten. Das Gas enthielt Spuren von Wasserstoff und auf vielen Aufnahmen war H_{β} ungefähr ebenso stark wie die nächste Heliumlinie 4922. Da die Verbreiterung in beiden Fällen durch dieselben elektrischen Felder hervorgerufen ist, sollte sie dem Starkeffekt proportional sein. Mit einem Feld von 28500 Volt/cm ist die Trennung der Komponenten für H_{β} , 8,19 Å für $\lambda = 4922$ Å, 5,17 Å, trotzdem war auf den Aufnahmen die Heliumlinie stärker verbreitert als H_{β} , auch wenn H_{β} die größere Intensität hatte. Daß die Verbreiterung auch zum Teil durch Absorption hervorgerufen wird, erkennt man daran, daß im Gegenteil zu H_{β} , $\lambda = 4922$, auf vielen Aufnahmen umgekehrt war.

Verbreiterung der Spektrallinien durch Druck.

In diesen Experimenten variierten die Drucke von 1 mm bis 60 cm Hg. Die Stromdichte des Induktors mit Turbinenunterbrecher war klein, so daß die Verbreiterung hauptsächlich davon herrührt, daß die Schwingungen beim Zusammenstoß gestört werden. Eine Rechnung zeigt, daß die Elektronendichte viel zu klein ist, um irgendwelche Wirkung hervorzurufen. Wenn die Störung als Spektrum dargestellt wird, ist die Intensitätsverteilung annähernd exponentiell.¹⁾ Bezeichnen wir mit δ_2 den Abstand vom Maximum der Intensität bis zu der Wellenlänge, wo die Intensität die Hälfte ist, mit L die freie Weglänge in Zentimetern, T die absolute Temperatur, M das Molekulargewicht des Gases, dann ist

$$\delta_2 = 0,746 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{\lambda^3}{L} \sqrt{\frac{M}{T}} \cdot ^2)$$

Es wurde Helium benutzt. Dieses wurde aus Cleveit gewonnen, zuerst mit Kohle und flüssiger Luft und endlich in

1) A. Michelson, Astr. Journ. 2. p. 255. 1895; Godfrey, Phil. Trans. (A). 195. p. 353. 1901; O. Schönrock, Ann. d. Physik. 22. p. 209. 1907; A. Sommerfeld, Ann. d. Physik. 44. p. 185. 1914.

2) W. C. Mandersloot, Dissertation Utrecht. p. 17. 1914.

einer Kaliumzelle gereinigt. Das Gas wurde in einem Glasapparat ohne Hähne gehalten, welcher es ermöglichte, mittels Quecksilberverschlüssen und einer Töplerpumpe das Gas in das Rohr hineinzupressen oder in einen Behälter hineinzupumpen. Das Geisslersche Rohr steckte in einem Wasserbad, um die Temperatur konstant zu halten. Bei Drucken kleiner als 5 mm Hg waren keine fremden Linien zu sehen, bei 5 cm Druck waren die Wasserstofflinien sichtbar und wurden mit dem Druck stärker, während die Heliumlinien allmählich zurücktraten, so daß bei 40—60 cm Druck nur die Wasserstoffserienlinien und die grüne Quecksilberlinie sichtbar waren. Messungen wurden darum zuerst mit diesen Linien gemacht.

Intensitätsmessungen.

Das Verhältnis der Intensitäten in den Maxima und Minima der Fransen wurde durch die photographische Methode bestimmt.¹⁾ Die Intensitätsmarken wurden mit demselben Geisslerrohr wie die Aufnahme gemacht, wobei geeignete Lichtfilter bewirkten, daß nur die zu untersuchende Linie zum Prägen der Marken benutzt wurde. Vorher wurde eine photographische Aufnahme gemacht, welche 11 Felder von verschiedener Durchlässigkeit enthielt. Von dieser „Intensitätsplatte“ als Negativ wurden die Intensitätsmarken alle gleichzeitig kopiert. Die von der „Intensitätsplatte“ durchgelassenen Intensitäten wurden in zwei Weisen bestimmt: erstens mit einem Spektralphotometer, zweitens durch einen Vergleich der Intensitätsmarken mit einer Reihe bekannter, auf der Photometerbank gemachten Intensitätsmarken. Bei der ersten Methode war es nötig, ein Stück Milchglas auf die „Intensitätsplatte“ zu legen.²⁾ Die Aufnahme wurde auf einer Hälfte einer 9×12 cm-Platte gemacht und die Intensitätsmarken gleichzeitig auf der anderen Hälfte. Die zwei waren dann zusammen wie eine Platte entwickelt. Gewöhnlich waren auf derselben photographischen Platte mehrere Expositionen mit derselben Expositionszeit aber mit verschiedenen Abständen der Interferometerplatten gemacht. Kleine Änderungen in der Geschwindigkeit des Unterbrechers würden

1) P. P. Koch, Ann. d. Physik **34**, p. 377. 1911.

2) A. Cailler, Zeitschr. f. wiss. Phot. **7**, p. 257. 1909.

kleine Fehler möglich machen, indem man die späteren Aufnahmen mit Marken ausphotometriert, welche mit einer anderen Expositionszeit geprägt waren. Dieser Fehler ist immer klein, weil, wenn das Schwarzschildsche Gesetz streng wäre, der Fehler selbst für große Änderungen Null ist. Die Aufnahmen wurden mit dem Hartmannschen Photometer ausphotometriert. Fig. 3 gibt eine Intensitätsphotometerkurve, welche nach den Intensitätsmarken gezeichnet ist. Das Verhältnis der Intensitäten in mehreren Fransen wurde dann der Kurve entnommen und die mittlere Sichtbarkeit, wie oben definiert, berechnet. Diese Funktion wurde für verschiedene Abstände der Interferometerplatten aufgesucht und eine Sichtbarkeitskurve gezeichnet. Ein Nachteil der Methode ist, daß die photographische

Fig. 3.

Methode nur auf kleine Intensitätsverhältnisse in den Fransen anwendbar ist. Die Punkte, die weit von den Kurven liegen, rühren von fehlerhafter oder geänderter Justierung der Platten her. Solche Kurven wurden für die folgenden Linien gemacht. He $\lambda = 5016 \text{ \AA}$ bei 1 mm Druck, Hg $\lambda = 5461 \text{ \AA}$ bei 21 cm und 42 cm Druck von Helium. H_α bei 21,4 cm und 42 cm Druck von Helium. H_β und H_γ bei 2 mm Druck von Wasserstoff. H_β bei 21,2 cm und 42,2 cm Druck von Helium.

Helium $\lambda = 5016 \text{ \AA}$.

Die Sichtbarkeit der Fransen ist durch die Punkte in Fig. 4 gegeben. Theoretisch sollte die Kurve durch

$$V = 2fe^{-\frac{2\pi^2 R T}{M c^2 \lambda^2} A^2}$$

gegeben sein. Diese Kurve ist mit den Werten für Helium $\lambda = 5016 \cdot 10^{-8}$, $M = 4$, $T = 300$ in Fig. 4 ausgezogen. Dabei wird die Konstante $2f = 0,94$ gesetzt. Dieser Faktor hängt von dem Reflexionsvermögen der Platten und irgendwelchem

zerstreuten Licht ab. Wenn man die Breite der Heliumlinie als bekannt annimmt, kann man, wie oben gezeigt, die

Fig. 4.

Breite von unbekannten Linien durch einen Vergleich der Abszissen der Sichtbarkeitskurven bestimmen.

Quecksilber $\lambda = 5461 \text{ \AA}$.

Ohne Kühlung war die grüne Quecksilberlinie vorhanden und Sichtbarkeitskurven wurden bei 21 cm und 42 cm Hg-Druck von Heliumgas gemacht. Die Trabanten waren über die Hauptlinie superponiert, doch ist ihre Intensität so klein, daß ihr Einfluß auf die Fransen vernachlässigt werden darf. Da Theorie und Experiment auf eine nicht sehr von einer exponentiellen abweichende Intensitätsverteilung deuten, dürfen wir, um ein Maß für die Breite zu bekommen, die Verteilung als exponentiell behandeln. Eigentlich berechnen wir die Interferenzfähigkeit, sprechen aber, aus Bequemlichkeitsgründen, von der Breite. Fig. 5 gibt die Kurven, und durch einen Vergleich mit der Heliumkurve sieht man, daß die Linie sehr verbreitert wird. Indem wir die Beziehung $V = \text{Funktion } (\Delta \delta / \lambda^2)$ benutzen, haben wir annähernd:

$$\frac{80 \cdot \delta_{\text{He}}}{(5016)^2} = \frac{55 \cdot \text{Hg}, 21 \text{ cm}}{(5461)^2} = \frac{35 \cdot \delta_{\text{Hg}, 41 \text{ cm}}}{(5461)^2}$$

$$\delta (\text{Hg bei } 21 \text{ cm Druck}) = 1,6 \delta_{\text{He}} = 1,6 \times 0,021 = 0,034 \text{ \AA}$$

$$\delta (\text{Hg bei } 41 \text{ cm Druck}) = 2,5 \delta_{\text{He}} = 2,5 \times 0,021 = 0,053 \text{ \AA}$$

Michelson hat die Breite einer Goldlinie bei 40 cm Druck zu 0,102 Å bestimmt.

Fig. 5.

Interessant ist ein Vergleich mit dem Starkeffekt. Für die grüne Linie liegen keine Zahlen vor, doch ist nach Wendt¹⁾ der Starkeffekt kleiner als für die Linie gleicher Nummer der ersten Nebenserie, welche eine Trennung der Komponenten von 0,3 Å gibt in einem Felde, welches eine Trennung von 4,1 in H_{α} hervorbringt. Wir werden sehen, daß H_{α} bei 21 cm Druck noch nicht eine Breite von 0,104 Å hat, so daß die grüne Quecksilberlinie bei 21 cm Druck höchstens die Breite $3/41 \times 104 = 0,0076 \text{ \AA}$ haben sollte. Sie ist aber bei 21 cm Druck über viermal breiter. Wir schließen, daß der Starkeffekt allein nicht ausreicht, um die Verbreiterungen mit Drucken in Geissleröhren mit Induktorentladung zu erklären.

1) G. Wendt, Ann. d. Physik 45. p. 1257. 1914.

Verbreiterung von H_α .

Die Wasserstofflinien waren oberhalb 5 mm Druck vorhanden. Die zwei Komponenten von H_α waren sehr deutlich getrennt, wahrscheinlich wegen der kleinen Spannung in der Heliumentladung. Ein Spannungsabfall von 64 Volt/cm gibt einen Starkeffekt von $0,013 \text{ \AA}$ und dies genügt, um eine merkbare Verbreiterung hervorzurufen. Der Zweck der Messungen mit H_α war der, zu sehen, ob durch Druck des Heliums die Linie ebenso stark wie durch den des Wasserstoffs verbreitert wird. Die Linien H_α und H_β bestehen aus zwei Komponenten, deren Abstände, wie die Experimente von Michelson zeigen, durch das Gesetz für erste Nebenserien $1/\lambda_1 - 1/\lambda_2 = \text{const.}$ bestimmt sind. Da ein Zusammenfallen der Fransen von λ_1 und λ_2 für $\Delta/\lambda_1 - \Delta/\lambda_2 = 1$ vorkommt, müssen, mit demselben Plattenabstand, die Fransen der Komponenten von H_α und H_β dieselbe relative Lage haben. Wenn man also H_α verbreitert bis sie dieselbe Sichtbarkeitskurve wie H_β bei 2 mm Druck liefert, dann ist $\Delta\delta/\lambda^2$ für beide Linien gleich oder $\delta_\alpha = \delta_\beta \times (656/486)^2$. Michelson hat $\delta_\beta = 0,057 \text{ \AA}$ gefunden und für δ_α bei verschiedenen Drucken die in der nachstehenden Tabelle

Druck (cm)	δ
20	0,2
9,0	0,128
7,1	0,116
4,7	0,095
2,3	0,071
1,3	0,056
0,9	0,053
0,5	0,050
0,3	0,048

gegebenen Werte. H_α bekommt also dieselbe Sichtbarkeit wie H_β für $\delta = 0,104 \text{ \AA}$ oder bei 6 cm Druck. Die Kurve B (Fig. 6) gibt die einer Breite $\delta_\beta = 0,057 \text{ \AA}$ entsprechende Sichtbarkeit¹⁾, die der Formel von Michelson für eine Doppellinie entspricht:

1) A. Michelson, Phil. Mag. (5) 34. p. 289. 1892.

$$V = 0,94 \times 2^{-\frac{d^2}{(8,5)^2}} \sqrt{\frac{1,49 + 1,4 \cos 2\pi \frac{d}{28}}{1,7}}$$

Fig. 6.

Meine eigenen Messungen (Fig. 6) haben eine etwas größere Breite ergeben. Kurve A und C geben die Messungen in Helium von H_a bei 21,4 cm und 42,8 cm Druck. Man sieht, daß bei 21,4 cm Helium die Linie H_a noch nicht so breit wie bei 6 cm Wasserstoffdruck ist. D ist eine Kurve, welche für H_a bei 21 cm Druck von Wasserstoff nach der von Michelson gegebenen Breite berechnet ist. Man sieht, daß Helium in der Ver-

Fig. 7.

breite in der Ver-

breiterung von H_α weniger wirksam als Wasserstoff ist; doch können wir, wenn wir den Starkeffekt in Betracht ziehen, noch nicht auf eine verschiedene Atomwirkung schließen, da der Spannungsabfall in der Entladung in beiden Fällen verschieden ist.

Kurven für H_β und H_γ bei kleinen Drucken.

Die Messungen für H_β bei 0,2 mm Druck in einem Wasserstoff Geisslerschen Rohr sind in Fig. 7 durch die Punkte dargestellt. Die Kurve ist die theoretische

$$V = 0,94 \times 2^{-\frac{\Delta^2}{7^2}} \sqrt{\frac{1,49 + 1,4 \cos 2\pi \frac{\Delta}{28}}{1,7}},$$

welche die Breite $\delta = 0,074 \text{ \AA}$ gibt. Nach dem Dopplereffekt bei dem Molekulargewicht $M = 1$ sollte $\delta = 0,033 \text{ \AA}$ sein. Die Linie ist, wie Michelson gefunden hat, breiter als man nach dem Dopplereffekt erwarten sollte, doch kann die Verteilung nicht, wie angenommen, exponentiell sein, denn mit $\Delta = 24 \text{ mm}$ könnten Fransen noch photographiert werden, obgleich die obige Formel eine Sichtbarkeit 0,0002 gibt; man wird wohl annehmen müssen, daß über einen scharfen Kern eine verbreiterte Intensität überlagert ist. Die Punkte in der zweiten Kurve geben die Messungen für H_γ und die Kurve stellt die Funktion

$$V = 0,94 \times 2^{-\frac{\Delta^2}{5^2}} \sqrt{\frac{1,49 + 1,4 \cos 2\pi \frac{\Delta}{28}}{1,7}}.$$

dar. Dies gibt eine Breite $\delta = 0,083 \text{ \AA}$, obgleich der Dopplereffekt mit $M = 1$ bloß 0,029 verlangt. Wo der Grund für die größere Verbreiterung liegt, ist nicht sicher. Die Breite von H_α stimmt mit der theoretischen ziemlich gut überein, wenn man die Atome als Lichtsender annimmt.¹⁾ Obgleich bei der Lichterregung Atome gebildet werden können, ist es doch schwer vorstellbar, wie diese Atome die dem Temperaturgleichgewicht von Atomen entsprechende Geschwindigkeit

1) O. Schönrock, Ann. d. Physik 20. p. 1002. 1906; Ch. Fabry u. H. Buisson, Journal de Physique (5) 2. p. 442. 1912.

keitsverteilung sogleich bekommen sollen. Da man indessen für H_β und H_γ noch andere Verbreiterungsursachen annehmen muß, ist es einfacher, die Geschwindigkeitsverteilung der Moleküle als die den Dopplereffekt bedingende Ursache zu halten. Wenn man Spannungsabfälle im Rohr von 150 Volt/cm annimmt, reicht der Starkeffekt aus, um die Breite von H_α zu erklären.

Verbreiterung von H_β .

Fig. 8 gibt die Messungen mit H_β bei 21,2 cm und 42 cm Druck. Die Kurven weichen sehr von den theoretischen ab, was wohl durch eine von der theoretischen abweichende Intensitätsverteilung zu erklären ist. Die Kurven legen die Vermutung nahe, daß bei großen Drucken ein diffuses Leuchten

Fig. 8.

sich über die wenig verbreiterte Linie überlagert. Wenn man, nach der Methode von Fabry und Buisson, die Stelle, wo die Kurve die Achse schneidet als das für die Breite maßgebende betrachtet, so sieht man aus Fig. 7 und 8, daß die Breiten bei 42 cm, 21 cm, 0,2 mm proportional zu 12, 10, 8,5 sind.

Am Schluß ist es wohl erwähnenswert, daß einige gemeinsam mit Hrn. Dr. Rau gemachten Aufnahmen der Linie $\lambda = 4686 \text{ \AA}$

die Möglichkeit zeigten, eine genaue Interferometer-Wellenlängebestimmung dieser Linie zu machen und vielleicht aus der Breite einen Schluß auf die Masse der Träger zu gewinnen. Die Experimente mußten leider unterbrochen werden. Dabei ist es nötig, um die Linien scharf zu bekommen, die von Rau benutzte Anregung dieser Linie durch schnelle Kathodenstrahlen in einem kraftfreien Raum zu benutzen.¹⁾

Zusammenfassung.

1. Bei der Lichterregung durch Elektronen von einer Wehneltkathode sind die Zusammenstöße nicht elastisch. Die Struktur einer komplizierten Linie wird mit dieser Erregungsart nicht einfacher. Die Lichtschwingungen sind über einen großen Geschwindigkeitsbereich der anregenden Elektronen gleich homogen.

2. In einer Quarz-Quecksilber-Lampe wird die Hauptlinie der grünen Linie mehr verbreitert als die Trabanten.

3. Die Verbreiterung von Heliumlinien durch die oszillierende Entladung geht im allgemeinen mit dem Stark-effekt parallel, doch kann Absorption auch einen großen Einfluß haben.

4. Mit einer schwachen Induktorentladung wird die grüne Quecksilberlinie durch Druck von Heliumgas mehr verbreitert als man nach dem Starkeffekt erwarten sollte.

5. H_{α} wird durch Heliumdruck weniger verbreitert als Michelson mit Wasserstoffdruck gefunden hat.

6. Obgleich die Breite von H_{α} mit der unter der Annahme $M = 1$ berechneten annähernd übereinstimmt, sind H_{β} und H_{γ} viel zu breit.

7. Durch die Anwendung der von Rau entdeckten Erregung von der Linie $\lambda = 4686 \text{ \AA}$ durch schnelle Kathodenstrahlen ist es möglich, die Linie sehr scharf zu erhalten und eine genaue Interferometerwellenlängebestimmung zu machen.

8. Die Zuordnung von Linien zu einem bestimmten Atomgewicht bleibt unsicher, so lange nicht die Ursachen aufgedeckt sind, weshalb H_{β} und H_{γ} stärker verbreitert werden als H_{α} ,

1) J. Rau, Sitzungsber. d. phys.-med. Ges. Würzburg. 1914.

da diese Linien doch sicher von denselben Zentren emittiert werden.

An dieser Stelle möchte ich Hrn. Geheimrat Dr. W. Wien, unter dessen Leitung ich die beschriebenen Experimente ausgeführt habe, meinen wärmsten Dank aussprechen, auch bin ich Hrn. Prof. Dr. Harms und Hrn. Dr. Rau für viele wertvolle Ratschläge zu großem Dank verpflichtet.

(Eingegangen 21. Juni 1915.)