Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 2 (1929)
Heft: [1]: Supplementum 1. Optische Messungen am Quecksilber-Atom

Artikel: Optische Messungen am Quecksilber-Atom
Autor: Schein, Marcel
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-109461

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 02.10.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

OPTISCHE MESSUNGEN AM QUECKSILBER-ATOM

VON MARCEL SCHEIN

HERAUSGEGEBEN

DURCH DIE STIFTUNG SCHNYDER VON WARTENSEE

BASEL

VERLAG VON EMIL BIRKHÄUSER & Cie.

1929

Vorbemerkung.

Die nachfolgende Abhandlung ist die Lösung einer von der Stiftung Schnyder v. Wartensee in Zürich anfangs 1926 ausgeschriebenen Preisaufgabe, die auf Antrag der aus den Herren Professoren P. Debye in Leipzig, A. Perrier in Lausanne und Edg. Meyer in Zürich bestehenden Jury als vorzügliche Leistung preisgekrönt wurde. Dem Wunsch der Stiftung, die Arbeit den Fachkreisen im Rahmen einer eines festen Leserkreises sichern Zeitschrift zugänglich zu machen, hat die Redaktion der Helvetica Physica Acta durch Aufnahme in die Zeitschrift zu entsprechen die Freundlichkeit gehabt.

Stiftung Schnyder von Wartensee.

Meinem hochverehrten Lehrer
Herrn Professor Dr. Edgar Meyer
in Dankbarkeit gewidmet.

Einleitung.

1. Allgemeine Betrachtungen.

Bekanntlich lässt sich die von einem leuchtenden Atomgas ausgehende Wellenstrahlung in eine grosse Zahl von einzelnen Spektrallinien auflösen. Hierbei sind die beobachteten Linien niemals absolut scharf, sondern besitzen eine bestimmte, endliche spektrale Breite. — An jeder Spektrallinie kann als charakteristisches Merkmal 1. der Ort der Linie in der Skala der Wellenlängen oder Frequenzen, 2. die Maximalintensität und 3. die Intensitätsverteilung festgehalten werden. Die Erfahrung zeigt nun, dass während der Ort einer Spektrallinie im wesentlichen allein von der Konstitution des Atoms abhängt und durch äussere Einflüsse nur geringe Verlagerungen erfährt, sich Maximalintensität und Intensitätsverteilung einer Linie infolge äusserer Einwirkungen wie Druck, Temperatur, Zusatz fremder Gase usw. sehr stark ändern. Auch konnte durch stetige Verfeinerung der spektroskopischen Hilfsmittel in der Festlegung der Lage einer Linie eine ausserordentliche Genauigkeit erreicht werden[1]), ganz im Gegensatz zur exakten Bestimmung der Intensitätsverteilung innerhalb der Linie, die, insofern man sich auf sehr kleine Linienbreiten bezieht, noch keine vollständig befriedigende Lösung gefunden hat. In diesem Punkt versagen nämlich wegen Mangel an Auflösungskraft die üblichen spektrophotometrischen Methoden. Auch ist zu betonen, dass die Ausmessung der Intensitätsverteilung bei grossen Linienbreiten, wie sie schon öfters durchgeführt wurde, keiner befriedigenden Interpretation zugänglich ist, da sich hierbei mehrere verbreiternde Ursachen überlagern, die im allgemeinen nicht genügend voneinander getrennt werden können, und die gemessenen Effekte daher nicht in der gewünschten Reinheit zur Diskussion vorliegen. Dieser Übelstand liesse sich nur vermeiden, wenn man Linienbreiten bei genügend geringen Dampfdichten ausmessen könnte. Und zwar müsste erreicht werden, dass bei Elimination der Dopplerverbreiterung zunächst allein die natür-

[1]) Mit den besten interferometrischen Methoden kann man noch zwei Linien voneinander trennen, wenn ihre Maximalintensitäten um 5.10^{-3} Å.-E. auseinander liegen.

liche Linienbreite wirksam ist, aus der durch Dampfdichteerhöhung die anderen verbreiternden Ursachen allmählich herauswachsen.[1])

Neben den genannten Fragen lassen sich noch eine Menge Probleme aufzählen, die die Unzulänglichkeit spektroskopischer Methoden erkennen lassen. Ein wichtiges Beispiel hierfür liefert der Nachweis äusserst kleiner Wellenlängenänderungen in äusseren magnetischen und elektrischen Feldern. Ein anderer Fall einer spektroskopisch nicht beobachtbaren Linienverschiebung begegnet uns, wenn wir den Doppler-Effekt an thermisch bewegten Atomen in einem gerichteten Atomstrahl direkt nachweisen wollen. Diese Frage ist nicht ohne Interesse, da sich hierauf eine Methode zur direkten optischen Messung der Molekulargeschwindigkeit gründen lässt. Ein noch viel wichtigeres Problem ist der Nachweis der ausserordentlich kleinen Frequenzänderung, die in Analogie zum Compton-Effekt bei der Streuung von optischen Wellenlängen am Atom zu erwarten ist.

Aus alledem geht hervor, dass es für die Erforschung der verschiedensten Atomeigenschaften wesentlich ist, Methoden auszuarbeiten, deren Leistungsfähigkeit auch in den Fällen nicht versagt, wo der Spektroskopiker auf ein Weiterkommen verzichten muss. In letzter Zeit sind in dieser Richtung erfolgreiche Versuche unternommen worden, allerdings lassen sich diese nur bei ganz speziellen Arten von Linien anwenden; auch liefern sie im allgemeinen keine so weitgehende Analyse der Erscheinungen wie die spektroskopischen Methoden. Dies hängt, wie wir bald sehen werden, ganz prinzipiell mit dem Charakter derselben zusammen.

Die eine von den Methoden beruht auf der Beobachtung und quantitativen Ausmessung des Polarisationszustandes der Spektrallinien, den diese in einem äusseren Kraftfelde annehmen. Sie kommt daher ausschliesslich für den Nachweis sehr kleiner Aufspaltungen in magnetischen und elektrischen Feldern in Frage.

Ihre enorme Empfindlichkeit beruht auf dem Umstand, dass in gewissen Fällen gerade schon die kleinsten Linienaufspaltungen

---

[1]) Derartige Versuche sind von R. Minkowski, Zeitschr. f. Phys. **38**, p. 839, 1926, unternommen worden. Diese können jedoch nicht als vollkommen befriedigend angesehen werden, da wegen Elimination der Dopplerbreite die Messungen am äussersten Rande der Linie durchgeführt werden mussten, wobei der wesentlichste mittlere Teil der Linie nicht zur Wirksamkeit gelangte. Vom experimentellen Standpunkt ist noch zu bemerken, dass die Auflösungskraft des Gitterspektrographs gerade dort nicht mehr ausreichte, wo die natürliche Linienbreite als alleinige verbreiternde Ursache wirksam war. Vergl. ferner W. Schütz, Zeitschr. f. Phys., **45**, p. 30, 1927.

mit einer weitgehenden Änderung der Polarisation verbunden sind. Sehr grosse Nachteile dieser Polarisationsmethode sind jedenfalls die, dass sie sich nur auf ganz spezielle Probleme anwenden lässt und selbst dann einen äusserst indirekten Nachweis einer Linienaufspaltung liefert. Auch muss der genannte Polarisations-Effekt von den Dispersionserscheinungen, die als Begleitphänomene von Zeeman- und Stark-Effekt am Rande der Spektrallinien auftreten und in äusseren elektrischen und magnetischen Feldern ebenfalls zu einer Änderung des Polarisationszustandes Anlass geben, streng getrennt werden. Allerdings zeigte es sich, dass man in jedem Einzelfall Experimente angeben kann, die zwischen beiden Polarisationseffekten eine sichere Unterscheidung ermöglichen. Als Beispiel für die Polarisationsmethode erwähnen wir die von Wood und Ellet[1]) zum erstenmal beobachtete magnetische Beeinflussung der Polarisation der Resonanzstrahlung. Die hierbei gefundenen Erscheinungen konnten durchwegs als Zeemaneffektaufspaltungen besonderer Art gedeutet werden.[2])

Zu einem weit direkteren Weg für den Nachweis kleiner Wellenlängenverschiebungen gelangt man auf Grund einer optischen Resonanzkurvenmethode. Ihr Prinzip beruht darauf, dass man durch besondere physikalische Bedingungen Verhältnisse realisiert, bei denen eine Emissionslinie gegenüber einer gleichgebauten Absorptionslinie desselben Gases verstimmt wird und die bei der Verstimmung auftretende Intensitätsänderung zur Beobachtung gelangt. Sind die hierbei verwendeten Linien spektral sehr scharf, so genügt schon eine oft ausserordentlich geringe Verstimmung, um in der Intensität eine merkliche Änderung hervorzurufen. Die Auflösungskraft der Methode hängt daher ganz wesentlich davon ab, welchen verbreiternden Ursachen die betreffenden Linien unterworfen sind. Was die gegenseitige Verstimmung anbetrifft, so lässt sie sich z. B. in der Weise realisieren, dass man entweder die Emissions- oder die Absorptionslinie durch elektrische oder magnetische Felder kontinuierlich aufspaltet. Wird bei diesem Prozess die Intensität als Funktion der Feldstärke (Verstimmung) quantitativ verfolgt, so gelangt man zu einer optischen Resonanzkurve, die im Falle einfacher Verhältnisse zu weitgehenden Aufschlüssen führen kann.

---

[1]) R. W. Wood und A. Ellet, Proc. Roy. Soc. (A) **103**, p. 396, 1923.

[2]) W. Hanle, Naturw. **11**, p. 690, 1923. P. Pringsheim, Zeitschr. f. Phys. **23**, p. 324, 1924. G. Joos, Phys. Ztschr. **25**, p. 130, 1924. G. Breit, Phil. Mag. **47**, p. 832, 1924.

Die im folgenden beschriebenen Untersuchungen sind durchwegs nach der Resonanzkurvenmethode ausgeführt worden. Ihre Durchführung war hauptsächlich von der Erfüllbarkeit folgender Forderungen abhängig: Erstens muss die zur Verwendung gelangende Emissions- und Absorptionslinie die kleinste derzeit realisierbare Linienbreite besitzen. Ein zweiter wichtiger Punkt ist, dass eine quantitative Auswertung der Versuche überhaupt nur dann möglich ist, wenn die Linien genau bekannte und jederzeit reproduzierbare Intensitätsverteilung haben. Diese letztere Forderung bringt es mit sich, dass es uns unmöglich war, zur Erzeugung der Emissionslinie die in der Spektroskopie üblichen Lichtquellen (Bogen, Funken usw.) zu verwenden; denn Form und Breite der Linie hängen dort von den jeweils herrschenden Temperatur- und Druckverhältnissen ab, die sich dauernd in unkontrollierbarer Weise ändern, was gleichzeitig mit einer Änderung in der Intensitätsverteilung der Linie verbunden ist. Will man sich von diesen Übelständen vollkommen frei machen, so kommen als Lichtquellen (mit den verlangten Eigenschaften) hauptsächlich nur noch die Fluoreszenzerscheinungen der Gase bei sehr niedrigen Dampfdrucken in Frage. Die vom fluoreszierenden Dampf ausgesandte Strahlung ist jedoch im allgemeinen sehr schwach und deshalb erfordert die Messung ihrer Intensität empfindliche Methoden. Auch diese Forderung konnte durch eine hochempfindliche lichtelektrische Anordnung befriedigend erfüllt werden.

Die in unseren Versuchen zur Verwendung gelangende Fluoreszenzerscheinung ist die von Wood entdeckte Resonanzstrahlung des Hg- Dampfes.

Auf einige ihrer interessanten Eigenschaften wollen wir noch in einem späteren Abschnitt zurückkommen. Hier sei nur besonders hervorgehoben, dass die ausserordentliche Leistungsfähigkeit, die die Resonanzkurvenmethode durch Anwendung der Resonanzstrahlung erreicht und die es uns allein ermöglicht hat, die im folgenden beschriebenen Versuche durchzuführen, letzten Endes darauf beruht, dass bei Bestrahlung des Hg-Dampfes mit einer beliebig gestalteten und verbreiterten Linie (der Resonanzfrequenz) für die Verteilung der aufgenommenen Energie auf die verschiedenen Wellenlängen in der Linie es allein auf den Doppler-Effekt der absorbierenden Atome in der Einstrahlrichtung ankommt. Form und Breite der Absorptionslinie sind daher nur von der Geschwindigkeitsverteilung und der Temperatur des Gases abhängig und lassen sich aus dem Doppler-Prinzip theoretisch genau angeben. Dies bedeutet aber für die

Absorptionslinie die grösste spektrale Schärfe, die man mit heutigen Mitteln herstellen kann.[1])

Wird die Resonanzfluoreszenz des Dampfes senkrecht zur Einstrahlrichtung beobachtet, so erhält man eine Emissionslinie, deren spektrale Intensitätsverteilung bis auf kleine Korrektionen genau gleich derjenigen der Absorptionslinie ist, d. h. wiederum allein durch den Doppler-Effekt bedingt wird. Auf diese Weise ist im resonierenden Dampf der Fall einer vollkommen gleich gebauten Emissions- und Absorptionslinie realisiert, und zwar mit einer genau bekannten und stets reproduzierbaren Intensitätsverteilung (exakt richtig nur bei unendlich dünner Schicht).

Die gesamte Abhandlung zerfällt in mehrere Teiluntersuchungen, deren Entstehung mehr oder weniger unabhängigen Ursachen zuzuschreiben ist, die jedoch alle methodisch miteinander verknüpft sind. Eine erste Untersuchung behandelt Fragen der Hyperfeinstruktur der Hg-Resonanzlinie, sowie deren magnetische Aufspaltung und enthält eine quantitative Auswertung der hierbei ermittelten Resonanzkurve in kleinen magnetischen Feldern. Im zweiten Teil wird der Nachweis sehr geringer Zeeman-Aufspaltungen erbracht und der Stark-Effekt der Hg-Resonanzlinie untersucht. Ferner finden sich Experimente in gekreuzten und parallelen elektrischen und magnetischen Feldern beschrieben. Dieser Teil der Arbeit ist aus gemeinsamen Untersuchungen mit Herrn B. Bražđžiunas hervorgegangen und ich möchte hierbei die Gelegenheit benützen, ihm für die Durchführung der Experimente meinen wärmsten Dank auszusprechen. Im letzten Teil unserer Arbeit findet sich ein Atomstrahlversuch zur direkten Bestimmung der Geschwindigkeit der Hg-Atome beschrieben. Als Mass für die Geschwindigkeit dient die Doppler-Verschiebung, die in der Lichtabsorption bei Neigung des Atomstrahls gegen den Lichtstrahl hervorgerufen wird. Wegen den ausserordentlich grossen experimentellen Schwierigkeiten, die bei der Bestimmung der äusserst kleinen Doppler-Verschiebung zu überwinden waren, ist es uns nicht gelungen, diese letzte Versuchsreihe vollkommen zum Abschluss zu bringen. Im Laufe unserer Untersuchungen zeigte sich nämlich, dass die Versuche noch einiger Verbesserungen bedürfen, die für eine endgültige Lösung des Problems jedenfalls sehr wesentlich sind, deren Einführung uns aber bis zur Zeit aus technischen Gründen nicht möglich war.

---

[1]) Neben der Dopplerbreite kann die um ein vielfaches kleinere, natürliche Linienbreite, insofern man nicht in grosser Entfernung von der Linienmitte arbeitet, vollkommen vernachlässigt werden.

Bevor wir nun zum eigentlichen ersten Teil unserer Arbeit übergehen, wollen wir mit Rücksicht auf das Verständnis der Hauptfragen eine einleitende Übersicht über die Doppler-Breite einer Spektrallinie sowie die Resonanzstrahlung des Hg-Dampfes folgen lassen.

2. *Die Doppler-Breite einer Spektrallinie.*

Fliegt ein mit der Frequenz ν_0 leuchtendes Atom mit der Geschwindigkeit u auf den Beobachter zu, so beträgt nach einer elementaren wellentheoretischen Rechnung die vom Beobachter wahrgenommene Frequenz

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{u}{c}\right), \tag{1}$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet.

Eine Bewegung des Atoms senkrecht zum Visionsradius gibt danach überhaupt keine Änderung der emittierten Frequenz ν_0. Die genauere Rechnung mit Hilfe der Transformationsformeln der Relativitätstheorie führt zwar auch bei senkrechter Bewegung zu einer Frequenzänderung, diese ist aber nur 2. Grades, d. h. es tritt in der elementaren Doppler-Formel (1) noch ein Glied mit $\frac{u^2}{c^2}$ auf, das sich jedoch immer vernachlässigen lässt, wenn $u < c$ ist; im Falle thermisch bewegter Atome ist diese Bedingung in den uns zugänglichen Temperaturbereichen stets erfüllt. Für die Doppler-Verschiebung kommt es daher bei einer ganz beliebigen Bewegung des leuchtenden Atoms nur auf die in den Visionsradius fallende Geschwindigkeitskomponente an.

An irdischen Objekten wurde der erste direkte Nachweis einer optischen Doppler-Verschiebung durch J. Stark[1]) im Kanalstrahlrohr erbracht. Die beträchtlichen Geschwindigkeiten, die die leuchtenden, elektrisch geladenen Atome im Kanalstrahl besitzen, geben zu einer für spektroskopische Begriffe sehr grossen Verschiebung der emittierten Linie Anlass und können daher genau gemessen werden. An ungeladenen leuchtenden Atomen bietet hingegen die Beobachtung der Doppler-Verschiebung ganz prinzipielle Schwierigkeiten. Denn im leuchtenden Gas haben die einzelnen Atome im allgemeinen keine Vorzugsrichtung der Geschwindigkeit, so dass alle möglichen Werte der Dopplerverschiebung vorkommen, was bei der experimentell allein möglichen Beobachtung vieler Atome zu einer Verbreiterung der Linie führt.

[1]) J. Stark, Phys. Zeitschr. **6**, p. 892, 1905.

Eine einseitige Verschiebung der Linie, wie sie bei Kanalstrahlen auftritt, ist nur in einem Bündel gleichgerichteter Atome (eindimensionales Gas) zu erwarten. Aber selbst in diesem Fall kann nicht von einer idealen Doppler-Verschiebung geredet werden; denn die Atome im Bündel besitzen keine einheitliche Geschwindigkeit, wodurch eine gewisse Unschärfe in der verschobenen Linie hervorgerufen wird. Schliesslich ist noch zu betonen, dass die zu erwartende Grösse der Doppler-Verschiebung bei thermisch bewegten Atomen jedenfalls ausserordentlich viel kleiner sein muss, als bei elektrisch beschleunigten Partikeln im Kanalstrahl. Schon eine einfache Überschlagsrechnung zeigt, dass ihr Nachweis im allgemeinen mit spektroskopischen Methoden so gut wie hoffnungslos ist, da sie bei gewöhnlicher Temperatur in der Grössenordnung 10^{-4} bis 10^{-3} Å.-E. liegt. Man begnügt sich in der Spektroskopie vielmehr mit der Tatsache, dass der Doppler-Effekt als verbreiternde Ursache der Spektrallinien auftritt, und sucht daher durch Ausmessung der Linienbreite bei niedrigem Druck und tiefer Temperatur des leuchtenden Gases zu einer direkten spektroskopischen Bestimmung der thermischen Geschwindigkeit und Geschwindigkeitsverteilung der im Gas bewegten leuchtenden Atome zu gelangen. Denn erfolgt die Lichtemission unter den genannten Bedingungen, so kommt als verbreiternde Ursache allein der Doppler-Effekt in Frage, da die natürliche Linienbreite wegen ihrer Kleinheit völlig unwirksam ist.

Die Intensitätsverteilung in der Doppler-Breite wurde zum erstenmal von Lord Rayleigh[1]) theoretisch berechnet. Wir wollen hier die ausserordentlich einfache Rechnung kurz wiedergeben.

Bekanntlich beträgt nach dem Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetz die Anzahl der Atome, die eine Geschwindigkeitskomponente in der x-Richtung zwischen u und $u + du$, in der y-Richtung zwischen v und $v + dv$ und in der z-Richtung zwischen w und $w + dw$ besitzen.

$$dN = K \cdot e^{-\frac{m}{2kT}(u^2 + v^2 + w^2)} \cdot du \cdot dv \cdot dw \qquad (2)$$

wo m die Masse, T die absolute Temperatur und $k = 1{,}37 \cdot 10^{-16}$ erg pro grad die Boltzmannsche Konstante bedeuten. Die Konstante K lässt sich sehr leicht durch Integration über alle u, v, w-Werte ermitteln.

Für die Lichtemission in einer bestimmten Richtung, z. B. der x-Richtung, kommt es allein auf die Verteilung der Geschwin-

[1]) Lord Rayleigh, Phil. Mag. (5) **27**, p. 298, 1889.

digkeitskomponenten der Atome im Visionsradius an. Wir erhalten aus Formel (2) für die Zahl der Atome, deren Geschwindigkeitskomponente in der Beobachtungsrichtung zwischen u und $u + du$ liegt,

$$d N_u = K' \cdot e^{-\frac{m u^2}{2 k T}} \cdot d u \,; \tag{3}$$

hierbei ergibt die Integration über alle u-Werte die Konstante

$$K' = \sqrt{\frac{m}{2 \pi k T}} \,.$$

Da die Intensität eines bestimmten Wellenlängenbereichs der Linie proportional mit der Zahl derjenigen Atome ist, die ver-

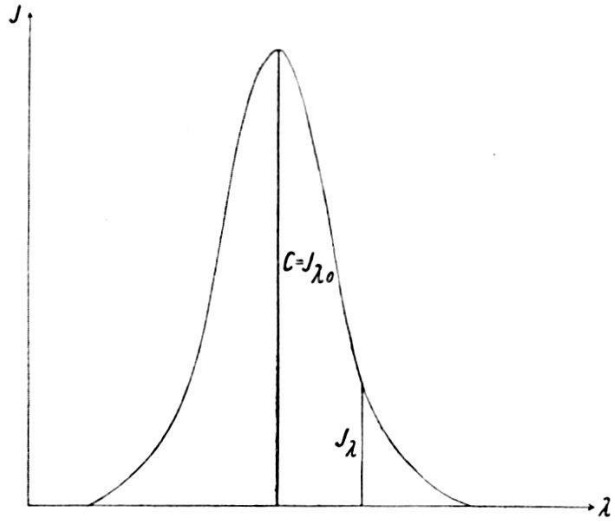

Fig. 1.

möge ihres Geschwindigkeitszustandes gerade dieses Intervall ausstrahlen, so gibt das Verteilungsgesetz der Geschwindigkeitskomponenten nach (3) gleichzeitig die Intensitätsverteilung in der Linie. Wir müssen nur an Stelle von u, die aus dem Doppler-Prinzip berechnete Wellenlänge λ in die Formel einführen. Das Resultat ergibt sich aus folgenden Umrechnungsrelationen:

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{u}{c}\right)$$

$$\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0}$$

$$\nu = \frac{c}{\lambda}$$

$$d \nu = - \frac{c \cdot d \lambda}{\lambda^2} \,.$$

Bezeichnen wir die auf den Bereich $d\lambda$ fallende Intensität mit $J_\lambda \cdot d\lambda$, so erhalten wir für J_λ den Ausdruck

$$J_\lambda = C \cdot e^{-\frac{m c^2}{2 kT} \frac{1}{\lambda^2_0} (\lambda - \lambda_0)^2}. \tag{4}$$

Die Darstellung von J_λ als Funktion von $\lambda - \lambda_0$ findet sich in Fig 1. Die Konstante C bedeutet hierbei die Intensität an der Stelle λ_0, d. h. am Orte der Spektrallinie; J_{λ_0} ist gleichzeitig die Maximalintensität in der Linie. Ferner kann im Exponenten der e-Potenz statt

$$\frac{m c^2}{2 kT \lambda_0^2}$$

die sogenannte Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ der Linie eingeführt werden. Darunter versteht man denjenigen Abstand λ von der Linienmitte, wo die Intensität auf $\frac{J_{\lambda_0}}{2}$ herabgesunken ist. Aus Formel (4) erhalten wir für die Halbwertsbreite der Linie

$$\frac{J_{\lambda_0}}{2} = J_{\lambda_0} \cdot e^{-\frac{m c^2}{2 kT \lambda_0^2} \cdot \Delta\lambda^2},$$

oder

$$\ln 2 = \frac{m c^2}{2 kT \lambda_0^2} \cdot \Delta\lambda^2$$

und daher

$$\frac{m c^2}{2 kT \lambda_0^2} = \frac{M c^2}{2 RT \lambda_0^2} = \frac{\ln 2}{\Delta\lambda^2}.$$

Hierin bedeutet M das Molekulargewicht des betrachteten Gases und R die universelle Gaskonstante $8{,}3 \cdot 10^7$ erg pro Grad.

Setzt man diesen Wert in (4) ein, so ergibt sich für die Intensitätsverteilung die Formel

$$J_\lambda = J_{\lambda_0} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda}\right)^2}, \tag{5}$$

wobei für die Halbwertbreite $\Delta\lambda$ der Ausdruck gilt

$$\Delta\lambda = \sqrt{\ln 2 \cdot 2 R} \cdot \frac{\lambda_0}{c} \cdot \sqrt{\frac{T}{M}} = 3{,}58 \cdot 10^{-7} \cdot \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{M}}.$$

Im folgenden wollen wir die Intensitätsverteilung stets in der Form (5) verwenden.

Die Doppler-Breite ist im allgemeinen für spektroskopische Begriffe sehr klein und ihre Bestimmung demnach eine schwierige Aufgabe des Spektroskopikers. Eine direkte Messung erfordert einen Spektralapparat von ungeheuer grosser Auflösungskraft. Um dies an einem Beispiel zu beleuchten, wählen wir die *D*-Linien des Natriums, die bei 150° C die verhältnismässig grosse Doppler-Breite von 0,01 Å.-E. besitzen. Es müsste dazu $\frac{\lambda}{\Delta \lambda}$ bereits 600000 sein, wenn die vom Apparat gelieferte Definition der Linie gleich der Doppler-Breite sein soll. Um die Intensitätsverteilung innerhalb der Linie auszumessen, muss die Leistung des Spektralapparates noch um ein Vielfaches vergrössert werden. Die meisten Messungen der Doppler-Breite sind daher nicht durch direkte Aufnahmen und deren photometrische Auswertung durchgeführt worden, sondern es wurde die Grenze der Sichtbarkeit der Interferenzstreifen beim Interferometer als Mass für die Schärfe der Linien benützt. Ein ausführliches Literaturverzeichnis über interferometrische Doppler-Breitenmessungen findet sich bei M. Duffieux, Annal. de phys. **4**, p. 252, 1925.

3. Die Resonanzstrahlung des Quecksilberdampfes.

Im Jahre 1912 entdeckte R. W. Wood[1]) die wichtige Erscheinung, dass bei Bestrahlung des Hg-Dampfes mit der Wellenlänge 2536,7 Å.-E. eines Hg-Bogens keine wahre Absorption im Dampf eintritt, sondern, dass das Licht der eingestrahlten Linie eine allseitige, diffuse Zerstreuung erfährt. Da es sich hierbei um die Reemission der gleichen Linie handelt, mit der der Dampf angeregt wurde, so nannte Wood die Erscheinung „Resonanzstrahlung oder Resonanzfluoreszenz".

Für das Auftreten reiner Resonanzstrahlung ist ganz allgemein Voraussetzung, dass die primär aufgenommene Lichtenergie dem erregten System auf keinem anderen Weg als durch spontane Ausstrahlung entzogen wird, d. h. zwischen Absorptionsakt und Reemission keine die Resonanz auslöschenden Zusammenstösse stattfinden. Aus diesem Grunde muss der Dampfdruck sowohl der absorbierenden Atome wie auch fremder Zumischungen so nierig gehalten werden, dass die mittlere Lebensdauer des angeregten Zustandes klein gegenüber der mittleren Stosszeit wird. Eine weitere Bedingung ist, dass vom angeregten Zustand kein anderer mit Strahlung verbundener Übergang möglich ist, als der in den unerregten Anfangszustand. Für das Hg-Atom ist diese Be-

[1]) R. W. Wood, Phil. Mag. **23**, p. 689, 1912.

dingung erfüllt, da der Grundzustand ein einfach S-Term ist (von der Hyperfeinstruktur wird hierbei abgesehen). Nach dem Termschema besitzt das Hg-Atom zwei Resonanzlinien:

$$\lambda = 1849 \text{ Å.-E. } (1^1 S_0 - 2\,^1P_1)$$

und

$$\lambda = 2536{,}7 \text{ Å.-E. } (1\,^1S_0 - 2\,^3P_1).$$ [1]

Erstere ist die Resonanzlinie des Singulettsystems. Sie kann jedoch unter gewöhnlichen Bedingungen nur sehr schwer in Resonanz beobachtet werden, da sie ins intensive Absorptionsgebiet des Sauerstoffs fällt.[2]

Die Linie $\lambda = 2536{,}7$ Å.-E., die man schlechterdings als Resonanzlinie bezeichnet, ist eine Kombinationslinie zwischen Singulett- und Triplettsystem.

Zur Erregung der Resonanzstrahlung können die gewöhnlichen Lichtquellen, wie Hochdrucklichtbogen, Luftfunken usw. nicht verwendet werden. Der Grund hierfür liegt in der starken Selbstumkehr, die die erregende Linie dieser Lichtquellen zeigt. Da das Absorptionsgebiet des resonierenden Dampfes wegen des niedrigen Drucks eine sehr geringe spektrale Breite besitzt, so wird mit einer Emissionslinie, deren mittlerer Teil vollständig fehlt (wie dies bei den stark selbstumgekehrten Linien der Fall ist) keine Resonanzstrahlung erregt werden. Diesem Übelstand kann beim Hg-Bogen dadurch abgeholfen werden, dass die der Wand der Erregerlampe anliegende, schwächer angeregte Dampfschicht nach Möglichkeit reduziert wird. Man kann dies sehr wirksam dadurch erreichen, dass man durch Kühlung der Elektroden mit fliessendem Wasser dafür sorgt, dass nicht mehr Quecksilber verdampft, als zur Aufrechterhaltung der Entladung erforderlich ist, und weiterhin, dass man mit einem Magneten die Entladung kräftig an diejenige Wandung der Lampe drückt, die der Resonanzröhre zugekehrt ist. Neuerdings kommen zur Erregung der Resonanzstrahlung auch Geissler-Entladungen in Röhren mit Edelgasfüllung[3]) in Frage, die bei entsprechender Temperatur ausserordentlich helle, scharfe Linien ohne Selbstumkehr liefern.

Zur Beobachtung der Hg-Resonanzstrahlung benützte Wood ein hochevakuiertes Quarzrohr, in dessen Innern sich ein Tropfen Hg bei Zimmertemperatur befand, eine sogenannte Woodsche

---

[1]) Die Termbezeichnungen sind von Saunders und Russel vorgeschlagen worden. Astrophys. Journ. **61**, p. 38, 1925.

[2]) W. Rump, Zeitschr. f. Phys. **31**, p. 901, 1925.

[3]) A. Ellett, Jour. Amer. Opt. Soc. **10**, p. 427, 1925.

Resonanzlampe. Dieselbe wurde mit der Quarzquecksilberlampe intensiv bestrahlt und die Leuchterscheinung mit einer Quarzkamera von der Seite photographiert. Findet in der Woodschen Lampe Resonanz der Linie 2537 Å.-E. statt, so muss das die Röhre durchsetzende Lichtbündel sich als heller Streifen abzeichnen. Die erwartete Erscheinung trat tatsächlich nur auf, wenn die erregende Linie des Bogens keine merkliche Selbstumkehr zeigte. Und zwar fand Wood, dass die Eindringtiefe der Primärstrahlung wesentlich vom Dampfdruck abhängt. Das Leuchten des eindringenden Bündels klingt exponentiell ab, wobei für einen Hg-Dampfdruck von 0,001 mm die Intensität auf einer Strecke von 5 mm auf die Hälfte ihres Anfangwertes herabsinkt.[1]) Mit Erhöhung der Dampfdichte findet dieses Abklingen des Primärbündels auf immer kürzeren Strecken statt. Bei einem Sättigungsdruck von 0,276 mm, was einer Temperatur von 100° C entspricht, hat sich das Leuchten ganz auf die Oberfläche zusammengezogen, die Volumresonanz ist in Oberflächenresonanz übergegangen.

Eine weitere Steigerung des Dampfdrucks bewirkt infolge starker Zunahme der auslöschenden Zusammenstösse zwischen den Hg-Atomen ein rasches Absinken der Intensität der Resonanzstrahlung. Setzen wir willkürlich für die Temperatur 100° C die Intensität gleich 1, so beträgt sie bei 150° C (3 mm Druck) nach Wood nur noch ½, bei 250° C (76 mm) $^1/_{10}$ und bei 270° C (120 mm) ist sie praktisch zu Null geworden.[2]) Bei gleicher Gelegenheit beobachtete Wood die Erscheinung, dass in dem Falle, wo die Resonanz ganz ausgelöscht war (270°—300° C), die auf eine ebene Hg-Dampfschicht auffallende Welle der Linie 2537 Å.-E. nach den Gesetzen der geometrischen Optik reflektiert wurde. Wood glaubte ursprünglich, in dieser Erscheinung eine direkte Überführung der Resonanzstrahlung in selektive Reflexion, die durch die grosse Dichte der erregten Atome verursacht sein sollte, entdeckt zu haben. W. Rump[3]) konnte jedoch zeigen, dass sich die Reflexion allerdings mit stark abnehmender Intensität auch bei weit tieferen Temperaturen als 270° C nachweisen liess. Und zwar ist dieselbe noch bei Temperaturen gut zu verfolgen, wo die Resonanz von 2537 Å.-E. keineswegs aus-

---

[1]) Nach einer neuen sehr sorgfältigen Untersuchung von P. Kunze, Ann. d. Phys. **85**, p. 1013, 1928, ist die Halbwertschicht bei 20° C. viel kleiner (~ 3 mm)

[2]) Vgl. eine neuere Arbeit von W. Orthmann und P. Pringsheim, Zeitschr.. f. Phys. **46**, p. 160, 1927; darin sind diese Effekte sehr sauber mit sekundärer Resonanzstrahlung untersucht worden.

[3]) W. Rump, Zeitschr. f. Phys. **29**, p. 196, 1924.

gelöscht ist, sondern mit Sicherheit beobachtet werden kann. Es handelt sich wohl bei der regulären Reflexion der Linie 2537 am dichten Hg-Dampf um eine Erscheinung, die eine Folge des für die Linie sehr hohen Brechungsindex des Dampfes ist. — Aus den erwähnten Untersuchungen geht hervor, dass bei tiefen Hg-Dampfdrucken, wo keine auslöschenden Zusammenstösse stattfinden, die gesamte aufgenommene Primärenergie in Resonanzstrahlung umgesetzt werden muss. Dass der Wirkungsgrad bei der Resonanz tatsächlich gleich 1 ist, konnte auch direkt experimentell bewiesen werden, und zwar zum erstenmal für die ultrarote Heliumresonanzlinie 10830 Å.-E. von F. Paschen[1]). Die Messung erfolgte mit Thermosäule und Galvanometer. Für die 2536,7 Å.-E.-Linie des Quecksilbers hat dies W. Gerlach[2]) mit einer Photozelle gezeigt.

Die ersten Beobachtungen über den Einfluss eines Fremdgases auf die Intensität der Resonanzstrahlung sind von Wood durchgeführt worden, und zwar in einem Gemisch von Hg-Dampf und Luft. Es zeigte sich hierbei, dass schon ein Luftzusatz von 3 mm die Intensität auf die Hälfte herabsetzt. Bei Luft von Atmosphärendruck hört die Resonanz praktisch (bis auf 2—3%) vollkommen auf. Diese Auslöschung ist bekanntlich eine Folge der sogenannten Stösse zweiter Art[3]), die die Energie der angeregten Hg-Atome auf anderem Wege als durch spontane Ausstrahlung in den Normalzustand oder einen benachbarten Quantenzustand überführen. Je nach der Natur der stossenden Gasteilchen können hierbei die verschiedenartigsten Wirkungen auftreten: Überführung in Translationsenergie der beiden Stosspartner, Ionisation, Dissoziation, endotherme Molekülbildung usw.

Neben dieser rein auslöschenden Wirkung tritt bei Zusatz von Fremdgasen gleichzeitig eine Änderung der Intensität der Resonanzstrahlung infolge Verbreiterung der Absorptionslinie auf. Die Grösse dieser Intensitätsänderung hängt natürlich wesentlich von der Form und Breite der erregenden Linie ab und kann bei starker Selbstumkehr derselben sogar zu einer Zunahme der Intensität führen.[4]) Aus diesem Grunde muss für Auslöschungsversuche die Resonanz mit einer passend gewählten Linie angeregt werden, am besten mit der Resonanzlinie 2537

---

[1]) F. Paschen, Ann. d. Phys. **43**, p. 858, 1914, und Ann. d. Phys. **45**, p. 625, 1914.

[2]) W. Gerlach, Materie, Elektrizität, Energie, Leipzig 1926, p. 164.

[3]) O. Klein und S. Rosselandt, Zeitschr. f. Phys. **4**, p. 46, 1921. J. Franck, Zeitschr. f. Phys. **9**, p. 259, 1922.

[4]) R. W. Wood, Phil. Mag. **44**, p. 1107, 1922.

einer Woodschen Resonanzlampe, die die gleiche spektrale Breite hat wie die Absorptionslinie des reinen Hg-Dampfes ohne Fremdgaszusatz.

Eine umfangreiche Untersuchung über die auslöschende Wirkung der verschiedenen Gase auf die Hg-Resonanzstrahlung hat STUART[1]) angestellt. Die von ihm erhaltenen Kurven, die die Intensität der Resonanz als Funktion des Zusatzdruckes darstellen, geben wir in Fig. 2 wieder. Aus der Figur ist deutlich ersichtlich, dass die verschiedenen Zusatzgase eine spezifisch

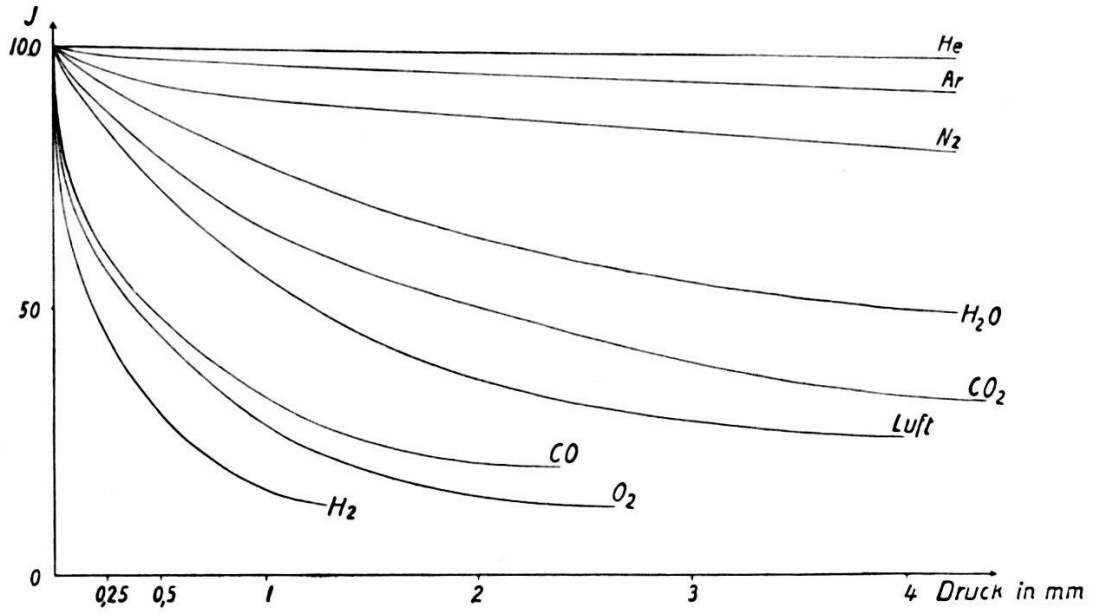

Fig. 2.

sehr verschiedene auslöschende Wirkung ausüben. Nach STUART bestimmt man die Ausbeute an auslöschenden Stössen zweiter Art auf folgendem Wege: STERN und VOLMER[2]) finden aus einer einfachen Überlegung, dass bei demjenigen Zusatzdruck des Fremdgases, der die Resonanzhelligkeit auf die Hälfte herabsetzt (Halbwertdruck), die mittlere Stosszeit gerade gleich der mittleren Lebensdauer des angeregten Zustandes wird, wenn man voraussetzt, dass jeder Stoss wirklich auslöschend wirkt. Setzt man in die gaskinetische Stossformel[3]) an Stelle der mittleren Stosszeit die Lebensdauer des $2\,^3P_1$-Zustandes $\tau = 1{,}3 \cdot 10^{-7}$ sec[4]) ein, und zwar für den Halbwertdruck eines sehr stark auslöschenden Gases, so tritt als einzige Unbekannte in der Formel die Summe der Stossradien $(r_{\mathrm{Hg}} + r_{\mathrm{Fremdgas}})$ auf. Für die unangeregten

[1]) H. A. STUART, Zeitschr. f. Phys. **32**, p. 262, 1925.
[2]) O. STERN u. M. VOLMER, Phys. Zeitschr. **20**, p. 183, 1919.
[3]) Siehe z. B. L. BOLTZMANN, Vorlesungen über Gastheorie.
[4]) W. WIEN, Ann. d. Phys. **73**, p. 483, 1924.

Fremdgasmoleküle kann man aber den gaskinetischen Stossradius verwenden, so dass in der Stossformel einzig der Wirkungsradius des Hg-Atoms im $2\,^3P_1$-Zustand als unbekannte Grösse verbleibt. STUART führt die Rechnung mit Sauerstoff als auslöschendes Gas durch und findet den Radius der 2^3P_1-Bahn zu $5{,}95 \cdot 10^{-8}$ cm (d. h. 3,4-mal so gross als der gaskinetische Wert $1{,}75 \cdot 10^{-8}$ cm).

Vermittelst dieses Wertes berechnen sich für die Ausbeutezahlen an Stössen zweiter Art in Prozenten für die verschiedenen Gase folgende Werte:

O_2	CO	H_2	CO_2	H_2O	N_2	Ar	He
100	80	70	20	10	1,3	0,2	0,03

Eine einfache Beziehung zwischen der auslöschenden Wirkung dieser Gase und ihren bekannten Eigenschaften wie Dipolcharakter, Elektronenaffinität usw. liess sich bis heute nicht angeben. Nach FRANCK wird im allgemeinen dann eine geringe Ausbeute an auslöschenden Stössen zu erwarten sein, wenn die gesamte Anregungsenergie sich in Translationsenergie der beiden Stosspartner umsetzt, wie dies z. B. bei den Edelgasen (hohe Anregungspotentiale) der Fall ist. Gross ist dagegen die Ausbeute bei einer Überführung in innere Quantenenergie, die annähernd gleich gross ist, wie die Energie des angeregten Zustandes. — Als spezifisch charakteristisch für das Hg-Atom ist bei Stössen zweiter Art ein sehr häufiger Übergang aus dem 2^3P_1-Zustand in den etwas tieferen metastabilen 2^3P_0-Zustand. Die Wahrscheinlichkeit einer derartigen Überführung ist sehr gross, da die Energiedifferenz zwischen den beiden Quantenzuständen nur 0,2 Volt beträgt. Diese ist jedoch zu gross, um eine Rückbildung infolge thermischer Stösse zu ermöglichen, so dass die Atome im Zustand 2^3P_0 sich stark anreichern können und demnach für die Resonanzstrahlung der Linie 2537 verloren gehen. Einen ganz direkten Beweis für die Überführung in den metastabilen 2^3P_0-Zustand konnte WOOD[1]) bei Zusatz von N_2 zum Hg-Dampf erbringen. Er bestrahlte das Hg—N_2-Gemisch mit der Linie 2537 und fand eine starke Absorption der vom Niveau 2^3P_0 ausgehenden Linien 4047 und 2967 Å.-E. (Ohne Stickstoffzusatz war nicht die geringste Spur von Absorption nachzuweisen.)

Den Fall einer Überführung von Anregungsenergie in Dissoziationsenergie haben CARIO und FRANCK[2]) beim Wasserstoff

[1]) R. W. WOOD, Proc. Roy. Soc. London (A) **106**, p. 678, 1924.
[2]) G. CARIO und J. FRANCK, Zeitschr. f. Phys. **11**, p. 161, 1922.

beobachtet. In einem Gemisch von Hg und H_2 entsteht bei Bestrahlung mit 2537 atomarer Wasserstoff, dessen Existenz durch Reduktion von Kupfer- und Wolframoxyd nachgewiesen wurde. Hingegen tritt bei Bestrahlung von H_2 allein überhaupt keine chemische Änderung auf. — Eine weitere interessante Erscheinung, die in einem Quecksilber-Thalliumgemisch bei Anregung des Hg-Niveaus 2^3P_1 auftritt, wurde von CARIO[1]) entdeckt. Im beobachteten Fluoreszenzspektrum des Gemisches war nämlich ausser der Linie 2537 Å.-E., die einem spontanen Übergang von 2^3P_1 nach 1^1S_0 entspricht, auch noch das Licht mehrerer Tl-Linien vorhanden, die die nötige Energie zu ihrer Anregung durch Zusammenstösse mit angeregten Hg-Atomen empfangen haben. Hierbei waren natürlich nur diejenigen Tl-Linien zu beobachten, die um weniger als 4,9 Volt (Anregungsenergie von 2537) über dem Normalzustand des Thalliums liegen. Diese Wirkung der Stösse zweiter Art wurde von FRANCK „sensibilisierte Fluoreszenz" genannt. Weitere Fälle sensibilisierter Fluoreszenz sind bei In, Ag, Cd, Pb, Bi beobachtet worden.[2]) Interessant zu erwähnen ist noch der Einfluss gewisser Fremdgase auf die sensibilisierte Fluoreszenz. K. DONAT[3]) untersucht die Fluoreszenz eines Hg—Tl-Gemisches bei Zusatz von Argon oder Stickstoff bis zu Drucken von ungefähr 600 mm und findet, dass bei Bestrahlung mit der Linie 2537 die Hg-Resonanz sehr schwach zu beobachten ist, hingegen die Tl-Fluoreszenz so lichtstark auftritt, dass sie leicht demonstriert werden kann. Die Erscheinung lässt sich nur dadurch verstehen, dass man folgendes annimmt: Stösse zweiter Art zwischen Argon und Quecksilber hindern bei genügend grossem Argondruck die angeregten Hg-Atome am Ausstrahlen der Linie 2536,7 Å.-E., indem sie dieselben in den metastabilen 2^3P_0-Zustand übergehen lassen. Im metastabilen Zustand vermag das Hg-Atom viele Zusammenstösse mit Argon zu ertragen, ohne in den Normalzustand zurückzukehren. Hingegen ist bei einem Stoss des Quecksilbers im 2^3P_0-Zustand mit einem Tl-Atom die Wahrscheinlichkeit gross, dass hierbei ein Übergang der Energie auf das Thallium stattfindet.

Einen ähnlichen Vorgang haben ORTHMANN und PRINGSHEIM[4]) bei der sensibilisierten Fluoreszenz von Thallium beobachtet, wenn sie den Hg-Dampfdruck bis zu einer Atmosphäre steigerten.

---

[1]) G. CARIO, Zeitschr. f. Phys. **10**, p. 185, 1922.

[2]) G. CARIO und J. FRANCK, Zeitschr. f. Phys. **17**, 9, 202; K. DONAT, Zeitschr. f. Phys. **29**, p. 345, 1925; W. KOPFERMANN, Zeitschr. f. Phys. **21**, p. 316, 1924.

[3]) K. DONAT, Zeitschr. f. Phys. **29**, p. 345, 1925.

[4]) W. ORTHMANN und P. PRINGSHEIM, Zeitschr. f. Phys. **35**, p. 626, 1926.

Die Hg-Resonanz war vollkommen ausgelöscht, hingegen die Tl-Fluoreszenz sehr hell zu beobachten. Die Erklärung ergibt sich auch in diesem Falle zwangslos aus dem Übergang von 2^3P_1 in den metastabilen Zustand 2^3P_0. — Ein für die Quantentheorie wichtiger Komplex von Erscheinungen ist die Polarisation der Hg-Resonanzstrahlung und ihre magnetische und elektrische Beeinflussung. Auf diese interessanten Phänomene wollen wir jedoch an dieser Stelle nicht eingehen, da sie uns vom Thema zu weit abführen würden. Als zusammenfassende Darstellung des Gebietes verweisen wir auf den Artikel von W. Hanle, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, IV. Band, p. 214.

I. Über die Hyperfeinstruktur und den Zeeman-Effekt der Quecksilberresonanzlinie.[1])

1. Einleitende Bemerkungen.

Die Resonanzlinie 2536,7 Å.-E. des Quecksilbers findet, wie wir in der Einleitung gesehen haben, bei vielen interessanten Untersuchungen der modernen Atomphysik eine bedeutsame Verwendung, und es ist daher die Ermittlung ihrer Struktur eine Frage von grosser Wichtigkeit. Bekanntlich zeigen die meisten Quecksilberlinien eine komplizierte Feinstruktur, die im sichtbaren Gebiet schon vor längerer Zeit sehr eingehend erforscht wurde. Für die ultravioletten Linien sind derartige Feinzerlegungen erst in jüngster Zeit von Nagaoka und seinen Mitarbeitern durchgeführt worden. Mit der Methode der gekreuzten Lummer-Gehrcke-Platten untersucht, erwies sich hierbei die Linie 2536,7 Å.-E. sechsfach, mit nahezu gleichen Komponentenabständen von 0,01 Å.-E.[2]) R. W. Wood[3]) hat dieses Ergebnis von Nagaoka in einer sorgfältigen Untersuchung nachgeprüft; er gelangte aber in bezug auf die Struktur zu einem wesentlich anderen Resultat. Das wahre Feinstrukturbild besteht danach aus fünf nahezu äquidistanten und gleich intensiven Linien, mit den gegenseitigen Abständen 0,014, 0,010, 0,011, 0,011 Å.-E. Wood benützt bei seinen Versuchen eine Quarzquecksilberlampe, deren Kathode besonders gekühlt wird, und ausserdem drückt ein äusseres Magnetfeld die Entladungsbahn an die dem Interferenzspektroskop zugekehrte Rohrwandung. Auf diese Weise wird die Selbstumkehr in der Lichtquelle tunlichst vermieden, die bei Nagaoka nicht genügend berücksichtigt war und als Fehlerquelle seiner Resultate anzusehen ist. Dass alle fünf Komponenten Absorptionslinien des kalten, verdünnten Hg-Dampfes sind, bewiess Wood in sehr eindrucksvoller Weise, indem er zwischen Hg-Bogen und Interferenzspektroskop eine evakuierte Quarzkugel, in deren Innerem sich Hg-Dampf von $2 \cdot 10^{-4}$ mm Druck befand, schaltete und hierbei fand, dass aus jeder der

---

[1]) Teil I der Arbeit ist auch erschienen Ann. d. Phys. **85**, p. 257, 1928.

[2]) H. Nagaoka und Y. Sugiura, Jap. Journ. of Phys. **2**, p. 121, 167, 1923.

[3]) R. W. Wood. Phil. Mag. **50**, p. 761, 1925. Die Versuche wurden mit der Methode der gekreuzten Lummer-Gehrckeplatten durchgeführt.

verbreiterten Komponenten des Bogens der mittlere Teil absorbiert wird.

Diese Feinstruktur der Hg-Resonanzlinie nach Wood hat im gewöhnlichen, durch die Quantenzahlen n, k, j charakterisierten Serienschema keinen Platz; sie gehört in die Reihe derjenigen Multipletts, die man als Hyperfeinstruktur zu bezeichnen pflegt. Es sind nämlich die in Frage stehenden Komponentenabstände von viel kleinerer Grössenordnung als die Aufspaltungen in den gewöhnlichen Multiplettstrukturen. Die schwierige Frage, wo die Ursache für die Hyperfeinstruktur liegen mag, ist noch durchaus nicht geklärt. Formal lässt sie sich in mehreren Fällen durch Einführung einer neuen Quantenzahl darstellen.[1]) Es fragt sich aber, was der Sinn dieser neu eingeführten Quantenzahl ist. W. Pauli jr.[2]) nimmt an, dass die Aufspaltung der Terme durch verschiedene Einstellungen des Elektronengebäudes zu einer ausgezeichneten Achse im Kern bewirkt sei. Die Verschiedenheit der Wechselwirkungsenergie zwischen Kern und Aussenelektronen in diesen verschiedenen Orientierungen würde energetisch die Aufspaltung der Spektrallinien in die Trabanten zustande bringen. Bezüglich der magnetischen Aufspaltung der Trabanten ist nach der Hypothese von Pauli in schwachen Feldern ein komplizierter Zeeman-Typus zu erwarten; bei grossen Feldstärken müsste eine dem Paschen-Back-Effekt vollständig analoge Umwandlung vor sich gehen, deren Endzustand der gewöhnliche zur betreffenden Spektrallinie gehörende Zeeman-Effekt ist.

In der vorliegenden Arbeit wurde der Versuch unternommen, auf einem von dem spektroskopischen gänzlich verschiedenen Wege Aufschlüsse über die Struktur und den Zeeman-Effekt der Linie 2536,7 Å.-E. des Quecksilbers zu erhalten. Während Wood's interferenzspektroskopische Beobachtungen an der durch Druck und Temperatur verbreiterten Emissionslinie eines Hg-Bogens durchgeführt sind, in der die Feinstrukturkomponenten wegen ihrer grossen spektralen Breite stark übereinander greifen und eventuell vorhandene schwächere Trabanten überdecken, wurden unsere Untersuchungen an der ausserordentlich scharfen Linie einer Woodschen Resonanzlampe ausgeführt. Wie in der Einleitung dargetan, besteht das Prinzip der von uns verwendeten Methode der Untersuchung darin, dass man die Absorptionsfrequenzen in der Resonanzlampe durch magnetische Felder

[1]) G. Joos, Phys. Ztschr. **26**, p. 380, 1925; A. E. Ruark und R. L. Chenault, Phil. Mag. **50**, p. 937, 1925; A. E. Ruark, Phil. Mag. **1**, p. 977, 1926.

[2]) W. Pauli, jr. Naturwissenschaften, **12**, p. 741, 1924.

kontinuierlich so verstimmt, dass sie den ganzen Wellenlängebereich der die Resonanzstrahlung erregenden Linie überstreichen. Für jede Verstimmung wird die Intensität der emittierten Resonanzstrahlung genau ermittelt. Trägt man diese Werte der Intensität als Funktion der magnetischen Feldstärke auf, so gelangt man zu einer Art Resonanzkurve gegeneinander verstimmter Resonatoren. Wie man aus dem Gesamtverlauf dieser Kurve zu Schlüssen in bezug auf die Intensitätsverteilung in der Linie gelangen kann, wird uns an späterer Stelle noch ausführlich zu beschäftigen haben. Hier sei nur bemerkt, dass dies bloss in dem Falle möglich ist, wenn die magnetische Aufspaltung des Feinstrukturbildes von einfachem Typus ist; dass dies für den Fall der Linie 2536,7 Å.-E. tatsächlich zutrifft, konnte aus den Versuchsergebnissen mit grosser Sicherheit erschlossen werden.

Es ist wohl von Interesse, an Hand der historischen Entwicklung zu verfolgen, wie sich die eben angedeutete Methode der Untersuchung aus einem einfachen Experiment von W. König[1]) entwickelte, welches dieser im Jahre 1897 nach der Entdeckung Zeeman's zur Demonstration der qualitativen Seite des Zeemanphänomens angegeben hat. Die Anordnung von König besteht in folgendem: Eine Natriumflamme befindet sich im magnetischen Felde. In der Richtung senkrecht zu den Kraftlinien kann ausserhalb des Feldes eine zweite Natriumflamme angebracht werden. Die erste Flamme wird durch die vorgeschobene zweite Flamme mit einem Savartschen Polariskop beobachtet. Wird das magnetische Feld erregt, so erblickt man Streifen im Polariskop; das Licht ist also teilweise polarisiert, und zwar ist die Komponente vorherrschend, für welche der elektrische Vektor senkrecht zur Richtung der Kraftlinien liegt. Die Tatsache, dass diese senkrecht zu den Kraftlinien schwingende Komponente von einer ausserhalb des Feldes befindlichen Flamme schwächer absorbiert wird als die zu den Kraftlinien parallele, kann nur durch das Vorhandensein verschiedener Wellenlängen, denen verschiedene Polarisationszustände entsprechen, erklärt werden. Dabei muss die schwächer absorbierte Komponente weiter von der normalen Schwingung der Natriumflamme entfernt sein als die andere.

An diese König'sche Anordnung anknüpfend, hatte L. Mandelstam[2]) eine Methode entwickelt, um die Dämpfung der Eigenschwingungen im leuchtenden Natriumdampf zu ermitteln. Hierbei liess er sich von folgenden Gedanken leiten: In einer leuch-

---

[1]) W. König, Ann. d. Phys. **63**, p. 268, 1897.
[2]) L. Mandelstam, Phys. Zeitschr. **11**, p. 752, 1910.

tenden Flamme sind Resonatoren von bestimmter Schwingungszahl und Dämpfung vorhanden. In der magnetischen Aufspaltung hat man ein Mittel, die Periode des auffallenden Lichtes stetig um ein beliebiges Intervall gegen die Eigenschwingungen dieser Resonatoren zu verstimmen. Wenn man nun die Abnahme der Absorption bei der Verstimmung quantitativ verfolgt, mit anderen Worten, eine Resonanzkurve aufnimmt, so kann man aus der Form dieser Kurve die Dämpfung der Resonatoren bestimmen. Da die Resonanzkurve symmetrisch zu dem Maximum verläuft, so stört das gleichzeitige Auftreten von zwei verschiedenen, verstimmten Wellenlängen, symmetrische Aufspaltung und normales Triplett vorausgesetzt, nicht. Die einzelnen Punkte der Resonanzkurve erhält man dadurch, dass man das Verhältnis der Intensitäten, des senkrecht und parallel zu den Kraftlinien polarisierten Lichtes, miteinander vergleicht, nachdem das Licht die Absorptionsflamme passiert hat.

Diese Anordnung von Mandelstam ist das optische Analogon zur Bjerknes'schen Resonanzmethode[1]), bei der der Resonanzeffekt eines elektrischen Schwingungskreises bezw. seine Änderung bei systematischer Verstimmung des Resonanzkreises gegen die erregenden Schwingungen gemessen wird. Ebenso wie man nach Bjerknes aus der Aufnahme einer Resonanzkurve die Dekremente der untersuchten Schwingungen bestimmen kann, hat G. v. Ubisch[2]) die Anordnung von Mandelstam dazu benutzt, um die Dämpfung der Eigenschwingungen im leuchtenden (und nichtleuchtenden) Natriumdampf zu ermitteln.

Die von Wood[3]) entdeckte Resonanzfluoreszenz des Hg-Dampfes eignet sich zur Untersuchung nach der Methode von Mandelstam und Ubisch aus mehreren Gründen ganz besonders. Mit dem Spektrographen untersucht, zeigte sich die Linie in der Resonanzstrahlung ausserordentlich scharf und einfach. Ferner besitzt sie im verdünnten Hg-Dampf eine ausgesprochen selektive Absorption, die sich rechnerisch vollständig verfolgen lässt. Die Untersuchungen, die wichtige Aufschlüsse über die Gestalt und Breite der Linie und die Dämpfung der Lichtschwingungen zu geben versprachen, wurden von A. v. Malinowski[4]) durchgeführt. Was die Messungen selbst anbetrifft, so war es für den Fall der Hg-Resonanz möglich, unmittelbar die Intensität der

---

[1]) W. Bjerknes, Wied. Ann. **55**, p. 121, 1895.

[2]) G. v. Ubisch, Phys. Zeitschr. **11**, p. 753, 1910; Ann. d. Phys. **35**, p. 790, 1911.

[3]) R. W. Wood, Phil. Mag. **23**, p. 689, 1912; Phys. Zeitschr. **13**, p. 353, 1912.

[4]) A. v. Malinowski, Ann. d. Phys. **44**, p. 935, 1914.

emittierten Strahlung zu messen, während im Fall des Natriumlichtes sie erst aus den Polarisationen ermittelt werden konnte. Die Versuche von Malinowski sind mit primärer Resonanzstrahlung durchgeführt worden. Die Erregung der Resonanz erfolgte mit der Linie 2536,7 Å.-E. eines ungekühlten Quecksilberbogens. Die Resonanzlampe war verschieden starken magnetischen Feldern ausgesetzt, und die Intensität der emittierten Strahlung wurde als Funktion der Feldstärke aufgenommen. Die ermittelte Kurve zeigt einen sehr komplizierten Verlauf. Das Zustandekommen derselben lässt sich im einzelnen schon aus dem Grunde nicht verfolgen, weil die Intensitätsverteilung in der die Resonanz erregenden Bogenlinie gar nicht genau bekannt ist. Die Kurve zeigt im Gebiet von Null bis 8000 Gauss drei Maxima der Intensität. Sehr charakteristisch ist der erste steile Anstieg bis zum Felde von 1000 Gauss, wo die Intensität der Resonanzstrahlung mehr als dreifach so gross ist wie im Felde Null. Die Ursache hierfür liegt darin, dass die Hg-Atome der Resonanzlampe, wenn sie magnetisch verstimmt sind, mehr Energie als im Normalzustand aus der breiten, selbstumgekehrten Linie des Bogens aufnehmen können. Der absorbierte Mehrwert an Energie wird allseits quantitativ reemittiert und ergibt die Zunahme der Intensität. Würde man es in der Resonanzstrahlung mit einer Einfachlinie zu tun haben, so müsste die Kurve nach Erreichen des Maximums mit wachsender Feldstärke (wachsender Verstimmung) ein stetiges Abklingen der Intensität zeigen. Das Auftreten mehrerer Maxima beweist daher mit Sicherheit, dass die Linie eine mehr oder minder komplizierte Feinstruktur besitzen muss. Die Zahl und Lage der Komponenten bleibt dabei nach Malinowski vollkommen unbekannt. Durch weitere Untersuchungen gelang es ihm noch zu zeigen, dass in der Wood'schen Resonanzlampe Emissions- und Absorptionslinie jedenfalls die gleiche Kompliziertheit der Struktur besitzen müssen. Versuche zur genaueren Ermittlung der Feinstruktur hatte Malinowski nicht ausgeführt, da seine Untersuchungen einen wesentlich anderen Zweck verfolgten. Auch waren die ihm zur Verfügung stehenden experimentellen Mittel hierzu keineswegs ausreichend.

Versucht man, nach der Methode von Mandelstam genauere Aufschlüsse über die Struktur der Linie 2536,7 Å.-E. zu erhalten, so muss besonders darauf geachtet werden, dass die Resonanzfluoreszenz durch eine Linie erregt wird, deren spektrale Intensitätsverteilung genau bekannt ist. Zur Durchführung der Versuche eignet sich daher am besten die Methode der zweifachen Resonanz, wobei die sekundäre Resonanzlampe ins Magnetfeld

gesetzt wird. Ein weiterer wichtiger Punkt ist, dass man die Kurve bis zu Aufspaltungen verfolgen muss, wo die Intensität der emittierten Resonanzstrahlung keine Abhängigkeit mehr von der Feldstärke zeigt.

Die im folgenden zu beschreibenden Untersuchungen wurden unmittelbar nach dem Erscheinen der Wood'schen Arbeit über die Struktur der Resonanzlinie aufgenommen. In experimenteller Hinsicht war es uns höchst gelegen, eine fertige Anordnung zu besitzen, die unmittelbar vorher zu Intensitätsmessungen mit sekundärer Resonanzstrahlung verwendet worden war. Die Messung der Intensität erfolgte hierbei vermittelst der photoelektrischen Methode. Für Untersuchungen mit Hg-Resonanzstrahlung wurden bis jetzt die Photoströme der Zelle jeweils mit einem empfindlichen Elektrometer gemessen, da die Galvanometerempfindlichkeit hierzu nicht ausreichte. Will man mit der elektrometrischen Methode kleine Intensitätsunterschiede in der sekundären Resonanzstrahlung registrieren, so müssen wegen der Schwäche derselben recht lange Aufladezeiten am Elektrometer beobachtet werden; in der Zwischenzeit kann sich aber die Intensität der Strahlung in unkontrollierbarer Weise geändert haben, so dass die Messung keine zuverlässigen quantitativen Resultate liefert.[1]) Dieser Übelstand wird bei einer genügend empfindlichen galvanometrischen Messung, normale Einstellungsdauer des Galvanometers vorausgesetzt, vollkommen vermieden, da jede Änderung der Lichtintensität am Galvanometerausschlag dauernd kontrolliert werden kann. Trotz der Verwendung einer hochempfindlichen Kaliumzelle nach Elster und Geitel ist es uns nicht gelungen, die von der sekundären Resonanzstrahlung erzeugten, sehr schwachen Photoströme galvanometrisch direkt zu messen. Es wurden daher die Ströme der Photozelle vermittelst einer Elektronenröhre verstärkt.[2]) Mit Röhren, deren Gitterisolation und Gitterstromcharakteristik zweckentsprechend waren, konnten im Institut Verstärkungen von der Grössenordnung 10^6—10^7 erreicht werden. Die Verstärkeranordnung wurde zu einer trägheitslosen Messmethode für Intensitäten ausgebaut, die eine für unsere Zwecke vollkommen genügende Empfindlichkeit besass.

Die experimentelle Arbeit zerfällt in zwei Teile. Im ersten Teil wird die emittierte Intensität der sekundären Resonanzstrahlung als Funktion der magnetischen Feldstärke bis zu mög-

---

[1]) W. Rump, Zeitschr. f. Phys. **29**, p. 196, 1924.

[2]) Edgar Meyer, H. Rosenberg und F. Tank, Arch. de Genève (5), **2**, p. 260, 1920 und H. Rosenberg, Naturwissenschaften, **9**, p. 359 und 389, 1921.

lichst grossen Aufspaltungen verfolgt. Die so ermittelte Kurve enthält die wesentlichsten Ergebnisse in bezug auf Struktur und Zeeman-Effekt der Linie. Die in dem zweiten Teile durchgeführten Messungen in Absorption wurden hauptsächlich zur Ergänzung bzw. Bestätigung dieser Resultate unternommen.

2. *Versuchsanordnung und Messmethode.*

(Fig. 3.) Zur Erzeugung der Resonanzstrahlung fällt das Licht des Quecksilberbogens Q unmittelbar auf die primäre Wood'sche Lampe R_I; die so erregte Resonanzfluoreszenz ist vermittelst

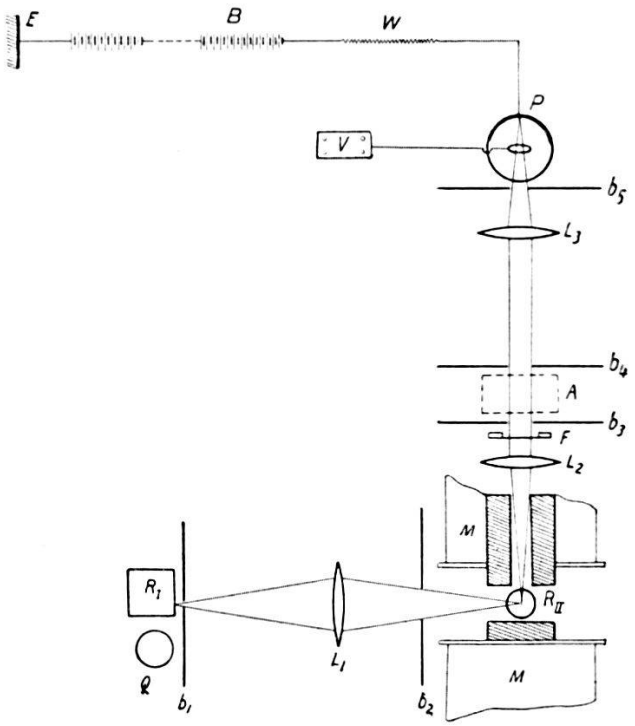

Fig. 3.

der Quarzlinse L_1 auf das zweite Resonanzgefäss R_{II} abgebildet. Die sekundäre Resonanzstrahlung wird in senkrechter Richtung zum Strahlengang der primären mit der Quarzlinse L_2 parallel gemacht und durch die Linse L_3 auf die Kathode der photoelektrischen Zelle P fokussiert. F ist ein photographischer Verschluss mit Irisblende. In den Strahlengang zwischen die beiden Linsen L_2 und L_3 konnte ein Absorptionsgefäss A eingesetzt werden. Der Abstand zwischen sekundärer Resonanzlampe und Photozelle betrug je nach den Versuchsbedingungen 60—170 cm. R_{II} befand sich zwischen den Polen eines Elektromagneten M, eingestrahlt wurde senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien,

während die Beobachtung parallel zur Kraftlinienrichtung erfolgte. Der ganze Strahlengang war lichtdicht eingebaut und durch Blenden b_i so definiert, dass kein fremdes Streulicht auf R_{II} und P auffallen konnte.

Zur Messung der Photoströme stand die Kathode der Zelle mit dem negativen Pol einer Akkumulatorenbatterie B in Verbindung; die Anode führte zum Gitter der Verstärkerröhre V.

Über die wesentlichsten Teile der Messapparatur ist folgendes zu sagen:

1. *Die Lichtquelle.* Als Lichtquelle zur Erzeugung der Resonanzstrahlung wurde ein vertikal brennender Quarzquecksilberbogen von Heraeus (sogenannte Tauchlampe) verwendet. Derselbe wird mit 200 Volt Spannung und 3 Ampere Stromstärke betrieben. Zur Vermeidung der Selbstumkehr der Linie 2536,7 Å.-E. musste die Lampe kräftig gekühlt werden. Um eine möglichst konstante, gleichmässige Kühlung zu erreichen, wird folgendermassen verfahren: Am oberen Ende des Bogens, in der Nähe der Kathode, ist ein Messingkonus befestigt, dessen untere Öffnung so bemessen ist, dass zwischen ihm und der äusseren Wandung der Lampe nur ein geringer Zwischenraum von etwa 1 mm freigelassen ist. Durch eine sehr konstant arbeitende Rundpumpvorrichtung gelangt destilliertes Wasser in den Konus, fliesst ohne Anfangsgeschwindigkeit aus und umspült den Bogen sehr gleichmässig in einer ganz dünnen Schicht. Um die äussere Wandung der Lampe möglichst sauber zu erhalten, wurde zur Kühlung fettfreies, destilliertes Wasser verwendet. Zum Rundpumpen desselben erwies sich besonders die Schlauchpumpe von Prytz[1]) geeignet, da sie vollkommen ohne Fett arbeitet. Sie pumpt jedoch stossweise, so dass zum Ausgleich der Stösse zwischen Pumpe und Konus ein Windkessel eingeschaltet werden musste.

Zur weiteren Vermeidung der Selbstumkehr wurde der Quecksilberbogen vermittelst eines Hufeisenmagneten an die vordere Wandung der Lampe gepresst. Um beste Konstanz der Lampe zu erreichen, wurde in den Lichtbogenstromkreis eine sehr grosse Selbstinduktion eingeschaltet. Damit war eine gut konstante Lichtquelle zur Erregung der Resonanzstrahlung erreicht. Die noch auftretenden kleinen Schwankungen in der Lichtintensität waren rein zufälliger Natur und wurden durch Häufung der Beobachtung ausgeglichen. Mit den Messungen konnte zumeist schon einige Minuten nach dem Zünden des Bogens begonnen werden; sie wurden in Zeitintervallen von 1—1½ Stunden durch-

[1]) P. K. Prytz, vgl. J. Frick, Physikal. Technik I. **2**, p. 787, 1905.

geführt. Nach Ablauf dieser Zeit musste der Bogen jedesmal frisch gezündet werden, da, wenn zuviel Quecksilber zur Anode hinüberdestilliert war, die Lampe inkonstant brannte; für die Versuche war dieses jedoch von keinerlei Nachteil, da jede Einzelmessung in der Regel bedeutend kürzere Zeit in Anspruch nahm.

2. *Die Resonanzlampen.* Die primäre Wood'sche Lampe ist ein vollkommen aus amorphem Quarz hergestelltes Gefäss mit vier zusammengeschmolzenen planen Platten von der Grösse 22 × 22 mm. (Das Gefäss wurde von der Firma HERAEUS geliefert.) Im unteren kleinen Ansatzrohr befindet sich ein Tropfen Quecksilber, am oberen Ende war ein Quarzrohr angeblasen, das in die Glasteile der Apparatur eingekittet werden konnte und in dauernder Verbindung mit einem Vakuumaggregat stand.

Als sekundäre Resonanzlampe wurde ein Quarzrohr von 12 mm äusserem Durchmesser verwendet. Das Rohr war an seinen beiden Enden zugeschmolzen; im unteren Teile befand sich ein Tropfen Quecksilber. Ein senkrechtes Ansatzrohr wurde vermittelst Schliff in die Glasapparatur eingepasst und stand in ständiger Verbindung mit den Luftpumpen. Das Quarzrohr durfte nicht in der vertikalen Lage gebraucht werden, da sonst durch Reflexionen an der Rohrwandung viel zu viel direktes Licht der primären Resonanz in die Photozelle gelangte. Diesem Übelstande konnte einfach dadurch abgeholfen werden, dass das Quarzrohr um ungefähr 40 Grad gegen die Richtung der primären Resonanz geneigt und im Magnetfeld so justiert wurde, dass das direkt reflektierte Licht nicht in den die Photozelle überstreichenden Strahlenkegel der sekundären Resonanz fiel. Diese Justierung erfolgte, während durch Einlassen von Luft in das Quarzrohr die Resonanz von $\lambda = 2536{,}7$ Å.-E. aufgehoben war; bei der günstigsten Stellung des Rohres ist hierbei die Intensität der Gesamtstrahlung auf 3—4% ihres Anfangswertes zurückgegangen.

Der Druck des Hg-Dampfes betrug in beiden Resonanzgefässen 0,0013 mm, d. h. der Sättigungsdruck bei 20° C.

3. *Die Photozelle.* Für die Intensitätsmessung der sehr schwachen sekundären Resonanzstrahlung kommt es auf möglichst grosse Empfindlichkeit der benutzten Photozelle an. Es wurde daher eine im Institut ganz aus Quarz hergestellte Zelle mit kolloidalem Kalium und mit Edelgasfüllung verwendet. Die kugelförmige Zelle ist innen auf der Seite der Kathode zur Hälfte versilbert und mit Kaliummetall überzogen. An die Kugel sind zwei Ansatzröhren geblasen, in die zwei Invarschliffe einge-

passt wurden; die Schliffe sind mit Quecksilber und Picein luftdicht abgeschlossen. Der eine Schliff steht in metallischer Verbindung mit der kolloidalen Kaliumschicht; am Ende des anderen ist ein Platindraht angeschweisst, der als Anode dient. Die Zelle wurde mit reinem Helium von 3—4 mm Druck gefüllt. Zum Schutz gegen elektrostatische Störungen ist sie in einem Messingkasten eingebaut worden; an der Vorderwand desselben, der Lichtöffnung der Zelle gegenüber, befand sich eine runde Öffnung von 3 cm Durchmesser. Durch diese erfolgte die Bestrahlung. An die Kathode wurde bei den Versuchen 200 Volt Spannung angelegt. Das Entladungspotential lag oberhalb 250 Volt; es waren daher bei den Messungen keine in Betracht fallenden Ermüdungserscheinungen[1]) zu befürchten. Zwecks guter Isolation wurden die Zuleitungen zu den Elektroden über isolierende Hartgummi- bezw. Bernsteinstücke geführt. Zur groben Kontrolle der Empfindlichkeit der Zelle wurde eine Hefner-Kerze in 20 cm Entfernung von der Kaliumschicht aufgestellt und der Photostrom bei 180 Volt Spannung gemessen; er betrug bei dieser Spannung $6 \cdot 10^{-7}$ Ampere.

4. *Die Verstärkeranordnung.* Die Verstärkerröhren sind schon wiederholt zur Messung photoelektrischer Ströme benützt worden. In den älteren[2]) Arbeiten wurden die damit angestellten Untersuchungen nicht als photometrische Präzisionsmessungen ausgeführt, sondern sie zeigen nur im allgemeinen die Brauchbarkeit der Methode. Versuche, die günstigsten Bedingungen, d. h. die grösstmögliche Verstärkung aus den Röhren herauszuholen, wie es zur Messung gerade schwächster Intensitäten erforderlich ist, sind von H. Rosenberg[3]) und G. Du Prel[4]) angestellt worden.

Die Gesichtspunkte, nach denen man verfahren muss, um hohe Verstärkungen zu erreichen, lassen sich aus den Untersuchungen von Rosenberg folgendermassen kurz zusammenfassen. Erste Vorbedingung ist, eine Röhre zu finden, die möglichst gute Gitterisolation besitzt. Diese wird am einfachsten so geprüft, dass man Glühdraht und Anode zur Erde ableitet, das Gitter mit einem auf einige Tausend Volt aufgeladenen Elektrometer verbindet und dann die Zeiten registriert, in denen das Gitter seine Spannung verliert. Wenn man eine Röhre mit ge-

---

[1]) Vgl. H. Rosenberg, Zeitschr. f. Phys. **7**, p. 18, 1921.

[2]) J. Kunz, Phys. Rev. **10**, p. 205, 1916; C. E. Pike, Phys. Rev. **13**, p. 102, 1919. H. Abraham und E. Bloch, Compt. rend. **168**, p. 1321, 1919; Edgar Meyer, H. Rosenberg und F. Tank, Arch. de Genève (5) **2**, p. 260, 1920.

[3]) H. Rosenberg, Die Naturwissenschaften **9**, p. 359 und 389, 1921.

[4]) G. du Prel, Ann. d. Phys. **70**, p. 199, 1923.

nügend hoher Gitterisolation ausfindig gemacht hat, so wird die Verstärkung in Abhängigkeit von der Anodenspannung untersucht. Ist die günstigste Anodenspannung gefunden, so muss unter Beibehaltung derselben die Änderung der Verstärkung bei Variation des Heizstromes gemessen werden. Schliesslich wird nachgesehen, ob eine Abhängigkeit des Verstärkungsgrades vom Potentialgefälle zwischen Gitter und Kathode vorhanden ist. Rosenberg fand bei der günstigsten Anodenspannung ein starkes Anwachsen des Verstärkungsgrades mit abnehmendem Heizstrom; eine weitere sehr starke Zunahme der Verstärkung zeigte sich mit wachsender negativer Gittervorspannung. Aus alle dem geht hervor, dass sich Rosenberg auf dem untersten Teil seiner Röhrencharakteristik arbeiten musste, um möglichst hohe Verstärkungen zu erreichen. Sehr überraschend ist dieses hauptsächlich deswegen, weil in diesem Bereich die Steilheit der Charakteristik klein ist im Vergleich zum mittleren Teil und die Verstärkung der Steilheit proportional anwachsen sollte. Verständlich wird diese merkwürdige Eigenschaft der Rosenbergschen Röhre, wenn man die Wirksamkeit der Gitterströme in dem in Frage stehenden Teil der Charakteristik untersucht. Der springende Punkt ist, dass im untersten Teile der Gitterstrom praktisch Null ist. — Je schwächer der zu verstärkende Strom ist, um so besser muss das Gitter der Röhre isoliert sein, um die Ausbildung einer möglichst hohen Potentialdifferenz zwischen Gitter und Kathode zu ermöglichen. Sind Gitterströme vorhanden, so wirken dieselben wie ein Nebenschluss, verkleinern das Potentialgefälle und setzen dadurch den Wirkungsgrad herab. Man muss also, um hohe Verstärkungen zu erreichen, diese Gitterströme möglichst vermeiden, was bei Rosenberg durch Verkleinerung der Anodenspannung, des Heizstromes sowie Vergrösserung der negativen Gittervorspannung erreicht wurde. Bei sehr gut evakuierten Röhren wird der Gitterstrom allein aus den Elektronen gebildet, die aus dem Glühfaden austreten. In ungenügend ausgepumpten Röhren überlagert sich dem reinen Elektronenstrom noch ein Ionengitterstrom, wobei die positiven Ionen, durch Stossionisation gebildet, von der Anode abgestossen werden und auf das Gitter gelangen.[1]) Nimmt man die Gitterstromcharakteristiken einer schlecht evakuierten Röhre auf, so zeigen sie den Verlauf der Kurven in Fig. 4. Dieselben sind der Arbeit von du Prel entnommen.

---

[1]) R. Mühlbrett, Jahrbuch d. drahtl. Telegr. u. Telephonie **17**, p. 288, 1921; H. Barkhausen, ebenda, **18**, p. 402, 1921.

Die Kurven zeigen ein Anwachsen des positiven Ionengitterstromes gerade in dem Gebiet der Röhrencharakteristik, wo die Verstärkungsmessung der Photoströme gewöhnlich stattfindet. Will man mit einer derartigen Röhre gute Verstärkungen erreichen, so muss man zur Unterdrückung des Ionengitterstromes den untersten Teil der Röhrencharakteristik benützen. Die von Rosenberg verwendete Röhre zeigt einen ähnlichen Verlauf der Gitterströme, wie die oben beschriebene; aus diesem Grunde die enorme Zunahme des Verstärkungsgrades mit wachsender, negativer Gittervorspannung. Verwendet man, wie es du Prel getan

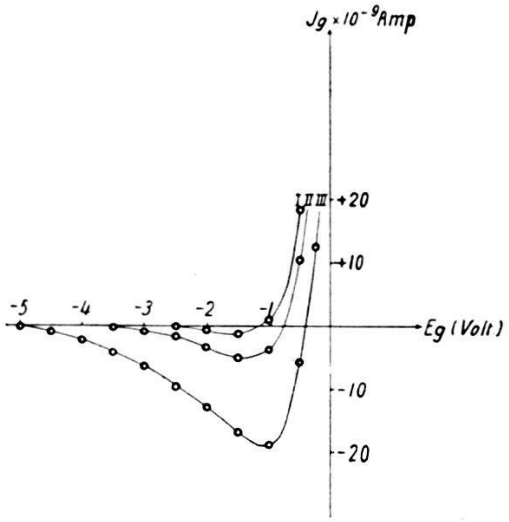

Fig. 4.
I $E_a = 50$ Volt. II $E_a = 60$ Volt. III $E_a = 80$ Volt.

hat, sehr gut evakuierte Röhren zur Verstärkung der Photoströme, so ist die Änderung der Anodenspannung sowie die des Heizstromes in weiten Grenzen ohne besonderen Einfluss auf den Verstärkungsgrad. Ebenso ist die Änderung der negativen Gittervorspannung belanglos. Du Prel arbeitet daher in einem viel steileren Teil der Röhrencharakteristik als Rosenberg. Der maximale Verstärkungsgrad, den Rosenberg mit seiner Röhre erhält, beträgt 6×10^5, während du Prel Verstärkungen bis zu 15×10^6 gemessen hat.[2])

Für unsere Zwecke kam es weniger darauf an, die genauen Ursachen der Verstärkung zu studieren, als vielmehr eine Röhre ausfindig zu machen, die bei genügend hohem Verstärkungsgrad während der Dauer einer Intensitätsmessung gut konstant arbeitet und im verwendeten Helligkeitsintervall Proportionalität zwischen

[1]) G. du Prel erreicht diese höchsten Verstärkungen, indem er seine Röhre bis auf -80^0 C. abkühlt; hierdurch bekommt er eine extrem hohe Gitterisolation.

auffallender Lichtintensität und verstärktem Photostrom gibt. Nach längerem Herumprobieren mit verschiedensten Röhrentypen, stiessen wir im Institut auf einige alte A.E.G.-Röhren[1]), unter denen sich etliche befanden, die in bezug auf Verstärkung der Photoströme alle Erwartungen übertrafen. Die Gitterisolation derselben ist ganz vorzüglich. Dies ist wahrscheinlich zum Teil darauf zurückzuführen, dass die Zuführung zum Gitter auf der entgegengesetzten Seite der Röhre eingeschmolzen ist wie die Zuleitungen zum Glühdraht. Die Röhre wurde gewöhnlich mit einem Heizstrom von 0,475 Ampere und einer Anodenspannung

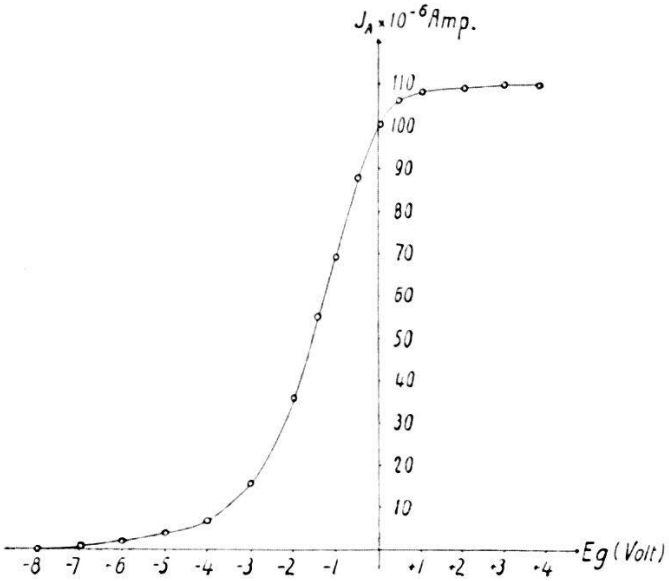

Fig. 5.
$i_H = 0{,}475$ Amp. $E_A = 60$ Volt.

von 60 Volt betrieben. Die dabei erreichten Verstärkungen waren je nach den Feuchtigkeitsverhältnissen im Experimentierraum von der Grössenordnung 10^6—10^7. Für unsere Versuche war dies vollständig ausreichend; daher wurde von etwaigen Verbesserungen abgesehen. Übrigens zeigte es sich ähnlich wie bei du Prel, dass eine starke Abhängigkeit der Verstärkung vom Heizstrom und Anodenpotential nicht vorhanden war. Eine Änderung der negativen Gittervorspannung wurde unterlassen.

In Fig. 5 geben wir die Röhrencharakteristik für den Heizstrom 0,475 Ampere und 60 Volt Anodenspannung wieder. Als Abszisse ist das Gitterpotential aufgetragen, während die Ordinaten den dazu gemessenen Anodenstrom darstellen. Wird bei unbelichteter Photozelle, wenn dem Gitter kein äusseres Potential

[1]) Type K 1.

aufgezwungen ist, die Grösse des Anodenstromes ermittelt, so kann man aus der Charakteristik dasjenige negative Potential des Gitters entnehmen, auf das es sich unter dem Einfluss des Elektronenemissionsstromes auflädt. Für unseren Fall beträgt dieses Potential — 2,1 Volt. Es ist nun zu untersuchen, wie die Gitterströme der Röhre in diesem Gebiet verlaufen; es wurde daher die Gitterstromcharakteristik der Röhre mit einem empfindlichen Galvanometer aufgenommen. Fig. 6 stellt dieselbe für 0,475 Ampere Heizstrom und 60 Volt Anodenspannung dar.

Die Kurve zeigt denselben Verlauf, wie sie du Prel für seine gut verstärkenden Röhren angibt. Der Gitterstrom ver-

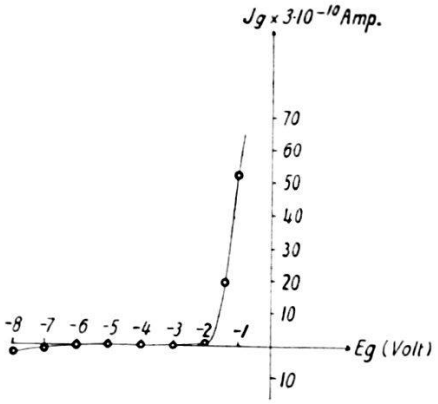

Fig. 6.
$i_H = 0{,}475$ Amp. $E_A = 60$ Volt.

schwindet im unteren Teil der Charakteristik von — 2,2 bis — 7,0 Volt vollständig, während in schlecht evakuierten Röhren gerade im Gebiet um — 2 Volt herum ein verhältnismässig starkes Anwachsen des positiven Ionengitterstromes stattfindet.

Zur Messung der Photoströme wurde eine Kompensationsschaltung[1]) verwendet, die in Fig. 7 wiedergegeben ist.

Das Gitter der Verstärkerröhre V ist mit dem positiven Pol der Photozelle P verbunden. Als Spannungsquelle für P diente eine kleine Klingelfuss'sche Hochspannungsbatterie Eg von 240 Volt. Der negative Pol dieser Batterie wird über einen Schutzwiderstand W_1 von $5 \cdot 10^4$ Ohm mit der Kathode der Zelle verbunden; der positive Pol ist an Erde gelegt. Im Heizkreis befand sich zur Speisung der Röhre ein Akkumulator E_k grosser Kapazität von 4 Volt, ein regulierbarer Widerstand W_2 und ein Präzisionsamperemeter i. Der negative Pol der Heizbatterie stand in dauernder Verbindung mit Erde. Als Anodenbatterie E_a wurden

[1]) Edgar Meyer, H. Rosenberg und F. Tank, Arch. de Genève (5) **2**, p. 260, 1920.

zwei Klingelfuss-Kästen von je 40 Volt verwendet; die Spannung konnte bei 60 Volt abgenommen werden. G ist ein Siemens'sches Drehspulengalvanometer von der Empfindlichkeit $2 \cdot 10^{-10}$ Ampere/Skalenteil bei 3 m Skalenentfernung; es wurde mit Fernrohr und Skala auf $^1/_{10}$ mm genau abgelesen. Um die Empfindlichkeit bei Bedarf rasch messbar ändern zu können, befindet sich parallel zum Galvanometer der Universalshunt R. Der Kompensationskreis enthält den grossen variablen Widerstand W_3 von 12 000 Ohm, den Potentiometerwiderstand W_4 und die Akkumulatorenbatterie E_k von 4 Volt.

Grosse Sorgfalt musste auf die einwandfreien Kontakte der

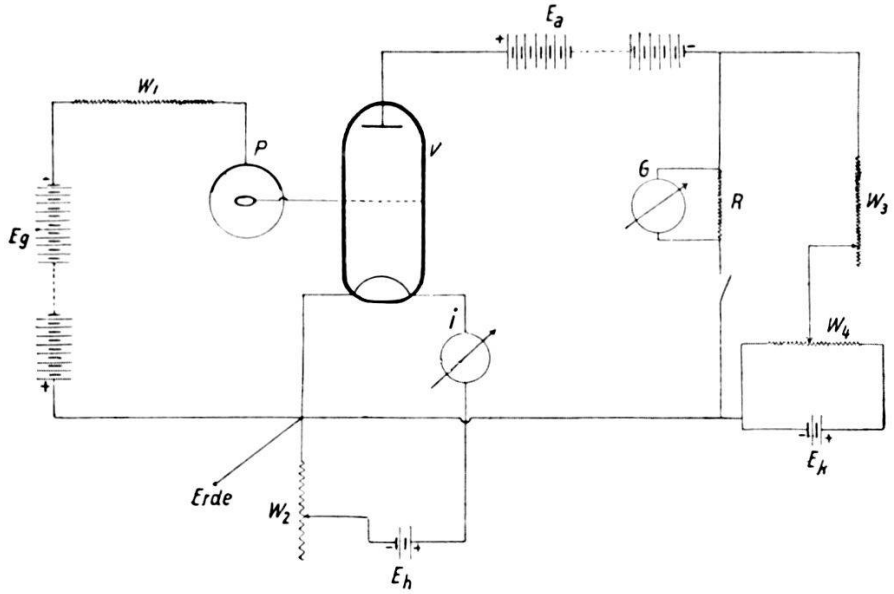

Fig. 7.

Regulierwiderstände sowie der Stromverbindungen gelegt werden. Zum Ein- und Ausschalten des Galvanometers wurde ein vorzüglicher Stromschlüssel mit Platinkontakten verwendet.

Bei den hohen Verstärkungszahlen traten mannigfache Störungen auf, deren Ursachen hauptsächlich auf elektrischen Schwingungen beruhen, die durch Induktorien oder Ein- und Ausschalten starker Ströme usw. im Institut erzeugt wurden. Die Röhre wurde daher in einen elektrostatischen Schutzkasten eingebaut, der auf den Messingkasten der Photozelle direkt aufgesetzt war. Die Verbindung zwischen Photozellenanode und Gitter war hierdurch elektrostatisch vollkommen geschützt. Der Schutzkasten der Röhre sowie die Kontaktstellen im Stromkreis waren zum Schutz vor thermischen Störungen mit Watte umwickelt. Um vollkommen störungsfrei arbeiten zu können, wurden die endgültigen quantitativen Messungen zumeist bei

Nacht durchgeführt. Die Luftfeuchtigkeit im Experimentierraum musste dauernd kontrolliert werden. An trockenen Tagen war eine vorzügliche Konstanz des Widerstandes zwischen Gitter und Kathode vorhanden, so dass sich für die Verstärkung vollkommen reproduzierbare Werte ergeben haben. Das strenge Erfülltsein dieser Bedingung war übrigens für unsere Versuche gar nicht nötig, da es sich durchwegs um Relativmessungen kurzer Zeitdauer handelte. Aus diesem Grunde konnte das Parallelschalten eines Nebenschlusswiderstandes zwischen Gitter und Kathode unterlassen werden. Das Einbauen der gesamten Verstärkeranordnung in einen elektrostatischen Schutzkasten war für unsere Messungen nicht erforderlich.

Da die Verstärkeranordnung zu einer direkten Intensitätsmessung der Resonanzstrahlung verwendet wurde, so musste die Frage genau untersucht werden, ob zwischen auffallender Lichtstärke und verstärktem Photostrom Proportionalität besteht. Bekanntlich fand Rosenberg[1]) bei seiner Röhre bis zu einer Verstärkungszahl von 1×10^5 im Intensitätsintervall von 1 : 20 gute Proportionalität, für grössere Bereiche oder höhere Verstärkungen dagegen Abweichungen in dem Sinn, dass grösseren Intensitäten zu hohe Verstärkungen entsprachen. Rosenberg zog es daher vor, den ganzen photoelektrischen Apparat nur als Nullinstrument zu benützen und die eigentliche Helligkeitsmessung, die Einstellung auf Gleichheit, nach einer beliebigen photometrisch einwandfreien Abschwächungsmethode auszuführen.

Bei der von du Prel[2]) verwendeten Röhre liess die Abwesenheit der Ionengitterströme günstigere Verhältnisse in bezug auf Proportionalität erwarten. Du Prel arbeitet in einem steileren Teil der Röhrencharakteristik als Rosenberg, und es steht ihm daher ein grösserer Bereich der Linearität derselben zur Verfügung. Seine Versuche bestätigen dies vollauf. Er findet zum Beispiel bei einem Heizstrom von 0,46 Ampere und 12 Volt Anodenspannung für unverstärkte Photoströme im Intervall von $0{,}9 \cdot 10^{-13}$ bis $22{,}5 \cdot 10^{-13}$ Ampere sehr gute Proportionalität. Bei grösseren Photoströmen als $22{,}5 \cdot 10^{-13}$ Ampere traten systematische Abweichungen von der Proportionalität auf, da hierbei die auffallende Intensität offenbar eine derart grosse Verminderung des Anodenstromes bewirkt, dass man aus dem linearen Teil der Röhrencharakteristik hinauskommt.

Die uns zur Verfügung stehende Intensität der sekundären Resonanzstrahlung war sehr schwach, da sie von der Resonanz-

[1]) H. Rosenberg, a. a. O.
[2]) G. du Prel, a. a. O.

lampe durch die enge Bohrung des Magneten in die sehr entfernte Photozelle gelangte. Sie wurde durch eine Irisblende so einreguliert, dass die Ausschläge des auf $^1/_{10}$ seiner Empfindlichkeit geshunteten Galvanometers maximal 150 Skalenteile betrugen. Dies entspricht einem primären Photostrom von höchstens $3 \cdot 10^{-13}$ Ampere, liegt also in einem Bereich, wo DU PREL noch vollständige Proportionalität zwischen Photostrom und Galvanometerausschlag findet. Ob die Proportionalität bei unseren Messungen auch tatsächlich immer streng erfüllt war, wurde nach folgender Methode dauernd kontrolliert: In den Strahlengang zwischen Resonanzlampe und Photozelle wird ein Messingschirm aufgestellt; der ein durch zwei Messingplatten verschlossenes Fenster besitzt. Jede Platte bedeckt die Hälfte des Fensters. Zuerst wird eine Hälfte des Fensters geöffnet und der Ausschlag beobachtet, dann wird die erste Hälfte geschlossen, die zweite geöffnet und der dazu gehörige Ausschlag gemessen. Bei ganz geöffnetem Fenster muss der Ausschlag die Summe der Einzelausschläge geben, falls Proportionalität vorhanden ist. Tab. 1 enthält einige der Proportionalitätsmessungen, die mit verschieden grosser Galvanometerempfindlichkeit zu ganz verschiedenen Zeiten durchgeführt wurden. Die Zahlen beweisen deutlich das Vorhandensein strenger Proportionalität im benützten Helligkeitsintervall.

Die Intensitätsmessung der Resonanzstrahlung vermittelst der angegebenen Verstärkeranordnung ging im einzelnen folgendermassen vonstatten: Als erstes wird der Heizstrom der Röhre

Tabelle 1.

Galvanometer-empfindlichkeit	Fenster 1 offen	Fenster 2 offen	Beide Fenster offen	Summe von 1 u. 2
2×10^{-8}	13,0	9,0	22,5	22,0
2×10^{-8}	11,0	10,0	21,0	21,0
2×10^{-9}	138	98	238	236
2×10^{-10}	85 – 90	79 – 82	160 – 165	164 – 172
2×10^{-9}	22,0	57,0	77,0	79,0
2×10^{-8}	10,0	10,0	20,5	20,0

eingeschaltet und die Anodenspannung angelegt. Nach einigen Minuten Wartens kompensiert man den Anodenstrom bei einer Empfindlichkeit des Galvanometers von $1 \cdot 10^{-8}$ Ampere pro Millimeter, was leicht und schnell durchführbar ist. Die Anordnung

wird nun eine Zeit sich selbst überlassen, um zu sehen, ob die Röhre, die Kompensationsanordnung, die Akkumulatoren usw. genügende Konstanz angenommen haben. Dies äussert sich darin, dass nach einer abermaligen Kompensation des Anodenstromes bei zehnmal grösserer Galvanometerempfindlichkeit keine Nullpunktverschiebung sowie keine Schwankungen zu beobachten sind. Ist dies erreicht, so wird die Spannung an die Photozelle angelegt. Im ersten Augenblick beobachtet man einen grossen Induktionsstoss im Anodenkreis; das Galvanometer stellt sich jedoch nach sehr kurzer Zeit genau auf den ursprünglichen Nullpunkt ein. Nach dem Anlegen der Zellenspannung muss die Anordnung abermals auf Konstanz geprüft werden, indem der Zeiger des Galvanometers einige Minuten dauernd beobachtet wird. Ist keine Verschiebung desselben zu bemerken, so kann der Lichtbogen gezündet werden und die Intensitätsmessung vonstatten gehen. Bekanntlich tritt bei der Belichtung der Photozelle eine Verkleinerung des Anodenstromes ein, indem das negative Potential des Gitters zunimmt. Dies äussert sich in einem Ausschlag des Galvanometers entsprechend einem abnehmenden Anodenstrom. Beim Aufhören der Belichtung geht das Galvanometer momentan auf seinen Nullpunkt zurück; die Einstellung ist eine ganz normale, genau wie ohne Verstärker. Im benützten Helligkeitsintervall treten keinerlei Trägheitserscheinungen des Röhrengalvanometers auf. Solche werden erst bei sehr viel grösseren Intensitäten bemerkbar, da dann ein Absinken des Anodenstromes in den untersten Teil der Charakteristik eintritt.

Wegen der grossen Empfindlichkeit der Messanordnung waren während der Dauer einer Intensitätsmessung sehr hohe Anforderungen an die verschiedensten Apparaturteile zu stellen. Es kam dabei nicht bloss auf Einzelteile der Verstärkeranordnung wie Akkumulatoren, Widerstände usw. an, sondern auch alle anderen Apparate mussten vollkommen konstant arbeiten, da schon geringste Störungen, z. B. kleine Unregelmässigkeiten in der Wasserkühlung des Lichtbogens usw., sich stark bemerkbar machten. Trotzdem konnten in den endgültigen Versuchen mehrere Messreihen störungsfrei durchgeführt werden; deren Resultate sind daher als vollständig zuverlässig anzusehen.

5. *Die Magnetfelder.* Zur Erzeugung von Feldern bis zu 1300 Gauss wurden zwei Spulen aus 1,2 mm starkem Emailkupferdraht gewickelt, die in 14 mm Entfernung voneinander aufgestellt waren. Diese werden ohne Eisenkern gebraucht und bei starker Belastung (3—4 Ampere) nur sehr kurze Zeit

eingeschaltet, damit keine Erwärmung des Hg-Dampfes in der Resonanzlampe, die sich zwischen den beiden Spulen befand, eintritt. Die Felder wurden vermittelst einer eigens hergestellten Probespule an der Stelle gemessen, wo die Emission aus der Resonanzlampe erfolgte. Die beiden Magnetfeldspulen hatten in der Mitte zylindrische Öffnungen; durch die eine derselben gelangte das Licht der sekundären Resonanzlampe in die photoelektrische Zelle. Das Streufeld der Spulen hatte noch in 130 cm Entfernung von der Resonanzlampe eine kleine Wirkung auf den Anodenstrom der Elektronenröhre. Dieser Effekt, der maximal einige Millimeter Ausschlag des Galvanometers betrug, konnte durch eine kleine eisenfreie Spule, die in passender Entfernung von der Verstärkerröhre aufgestellt war und durch die derselbe Strom wie durch die Magnetisierungsspulen floss, genau kompensiert werden. Die Kompensation wurde für jedes Magnetfeld einzeln durchgeführt. Auf die Photozelle hatte das äusserst schwache Feld der Spulen keinerlei Wirkung, ebensowenig auf die Emission der primären Resonanzlampe.

Die Untersuchungen in starken Magnetfeldern wurden vermittelst eines kleinen Weiss'schen Magneten[1]) durchgeführt. Die zylindrischen Polschuhe desselben hatten 10 cm Durchmesser und befanden sich in 14 mm Entfernung voneinander. Die Sättigungsfeldstärke betrug bei 20 Ampere Strombelastung 13 000 Gauss. Die Kühlvorrichtung des Magneten war dauernd von kaltem Wasser durchströmt und verhütete eine Erwärmung der Wicklung. Die Feldstärke wurde an Hand einer Eichkurve bestimmt, welche durch genaue Ausmessung des Feldes mit einer Probespule gewonnen war. Das Streufeld in der Umgebung der Magneten wurde ebenfalls genau gemessen; an der Stelle des primären Resonanzlampe war das Feld verschwindend klein und konnte keinerlei Wirkung auf die Resonanz ausüben. Auf den Anodenstrom der Elektronenröhre war bis zu Feldern von 10 000 Gauss überhaupt kein Einfluss festzustellen. Felder über 10 000 Gauss ergaben zwar eine sehr geringe Wirkung; doch konnte diese dadurch weggebracht werden, dass um die Röhre herum ein Eisenzylinder gelegt wurde. Auf die Photozelle hatte das Streufeld keinerlei Einwirkung.

Die Resonanzstrahlung gelangte durch die 30 cm lange Bohrung des einen Polschuhes in die Photozelle. Die Bohrung des anderen war mit Eisen vollständig ausgefüllt.

---

[1]) Vgl. Katalog der Société Genevoise, Nr. 3830.

Um mit der Feldstärke höher als 13 000 Gauss zu kommen, wurde derselbe Weiss'sche Magnet mit zugespitzten Polschuhen, die in einem Abstand von 4,5 mm sich befanden, benützt. Die Felder erreichten hierbei die Grösse von 20 000 Gauss. Zur Messung bzw. Vermeidung des Einflusses der Streufelder auf primäre Resonanzlampe, Röhre und Zelle konnte nach denselben Gesichtspunkten verfahren werden, wie oben auseinandergesetzt.

Die Versuche mit den höheren Feldstärken gelangten bei Absorptionsmessungen zur Verwendung, wobei sich zwischen den Polschuhen des Magneten ein Absorptionsrohr von 4,2 mm Länge befand; hier erfolgte die Beobachtung durch die Bohrung der beiden Polschuhe hindurch.

3. *Versuche in Emission.*

Die Untersuchungen in Emission wurden in zwei Etappen durchgeführt. In der ersten Versuchsreihe befindet sich die zweite Wood'sche Lampe in Magnetfeldern bis zu 1300 Gauss, und es wird die Intensität der sekundären Resonanzstrahlung als Funktion der magnetischen Feldstärke aufgenommen. Die Bestimmung des Nullpunktes der Intensität erfolgte durch Lufteinlass in die beiden Resonanzlampen.

Um für die verwendeten magnetischen Feldstärken die Aufspaltung der Komponenten in Wellenlängeneinheiten angeben zu können, wollen wir das aus unseren Versuchen sich ergebende Resultat vorwegnehmen, dass die Triplettaufspaltung $\frac{3}{2}\,a$, wie sie Paschen[1]) bei der unaufgelösten Linie 2536,7 Å.-E. im Felde von 35 000 Gauss gemessen hat, für alle Feinstrukturkomponenten der Linie Gültigkeit besitzt und zwar bis zu Feldstärken von 13 000 Gauss, ohne dass eine dem Paschen-Back-Effekt ähnliche Umwandlung der Struktur vor sich geht.[2]) Hiernach beträgt die Änderung der Wellenlänge für 1 Gauss $4{,}5 \cdot 10^{-6}$ Å.-E.

---

[1]) F. Paschen, Ann. d. Phys. **35**, p. 860, 1911.

[2]) Nach Abschluss der vorliegenden Untersuchungen (September 1926) ist in einer sehr interessanten Arbeit von Hrn. Mac Nair (Proceed. of Nat. Ac. **13**, p. 430, 1927) der direkte spektroskopische Beweis der Gültigkeit der Triplettaufspaltung $\frac{3}{2}\,a$ für die Feinstrukturkomponenten der Resonanzlinie erbracht worden. Von der Anomalie der π-Komponente in der Aufspaltung des äussersten Satelliten 0,014 Å.-E., die Hr. Mac Nair findet, werden unsere Versuche nicht berührt, da die Beobachtung stets parallel zu den magnetischen Kraftlinien erfolgte.

Tabelle 2.

H = Magnetfeldstärke in Gauss.

I = Intensität der sekundären Resonanzstrahlung.

H	I	H	I	H	I
0	100	0	100	0	100
525	69	320	85	320	88
751	49	525	69	375	84
1020	36	725	47	525	68
1160	29	1160	29	727	46
1275	27	1275	27	865	42
				1045	34
				1160	32
0	100	0	100	0	100
320	92	320	87	320	90
375	82	375	80	375	82
525	68	525	68	525	65
751	52	751	47	865	42
1020	36	865	38	1020	37
1275	32	1160	32	1160	30
				1275	29

Tab. 2 gibt die erhaltenen Messresultate an. Die einzelnen Versuchsreihen sind zu verschiedenen Zeiten durchgeführt worden. Sie wurden alle aufeinander umgerechnet, indem man jedesmal die gemessene Intensität I im Felde Null gleich 100 setzt. Trägt man als Ordinaten die so erhaltenen Werte auf, als Abszissen die magnetischen Feldstärken H in Gauss, so erhält man die Kurve I der Fig. 8.

Die Kurve I zeigt im Wellenlängenbereich von 0—$5{,}8 \cdot 10^{-3}$ Å.-E. (1300 Gauss) einen steilen Abfall der Intensität der sekundären Resonanzstrahlung. Dies ist der direkte experimentelle Beweis für die grosse spektrale Schärfe, die den Feinstrukturkomponenten der Linie im verdünnten Dampf zukommt. Gleichzeitig erkennen wir, dass der steile Teil der Kurve sich zum Nachweis sehr kleiner Wellenlängenänderungen in hervorragendem Masse eignet. Ein Zeeman-Effekt von 50 Gauss lässt sich noch mit voller Sicherheit am Galvanometerausschlag beobachten, was einer Änderung der Wellenlänge von nur $2{,}25 \cdot 10^{-4}$ Å.-E. entspricht und sich mit spektroskopischen Methoden nicht mehr nachweisen lässt. Die genaue Diskussion der Kurve I wollen wir

zusammen mit den anderen Versuchsresultaten in einem späteren Abschnitt geben.

Als eventuelle Fehlerquelle war noch zu untersuchen, ob durch die Einwirkung des Erdfeldes auf eventuell vorhandenes polarisiertes Resonanzlicht eine Änderung der in der Photozelle gemessenen Intensität eintritt.[1]) Zu diesem Zweck wurde an der Stelle der sekundären Wood'schen Lampe das Erdfeld durch ein passendes Zusatzfeld kompensiert und die Intensität der

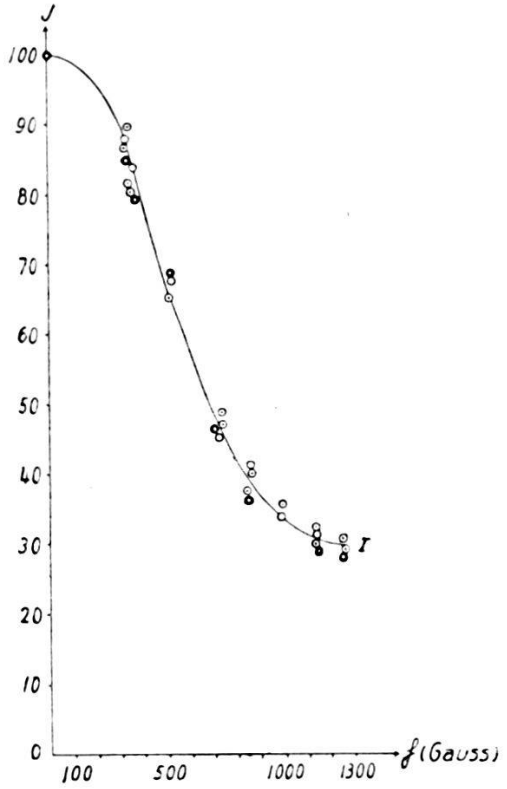

Fig. 8.

Strahlung mit und ohne Zusatzfeld genau gemessen. Innerhalb der Messfehler konnte keinerlei Änderung in der Intensität festgestellt werden, auch bei verschiedenen Orientierungen des Zusatzfeldes nicht.

In der zweiten Versuchsreihe wird die Intensität der sekundären Resonanzstrahlung als Funktion starker Magnetfelder, und zwar bis zu Feldstärken von 13 000 Gauss, aufgenommen. Zur Erzeugung der Felder wurde der schon beschriebene Weiss'sche Magnet verwendet. Bei den ersten, mehr zur Orientierung dienenden Versuchen ist eine Entmagnetisierung des Magneten unterlassen worden, da derselbe stets eine konstante Remanenz von

[1]) Die Frage kann nur bei Bestimmung der Intensität im äusseren Felde Null eine Rolle spielen.

236 Gauss zeigte; der magnetisierende Strom wurde hierbei jedesmal bei einer Stromstärke von 0,7 Ampere ausgeschaltet. Die Bestimmung der Intensität im Felde Null erfolgte aus der Kurve I, wo der Wert der Intensitätsänderung bei 236 Gauss genau abzulesen war.

Bei den genaueren Versuchen wurde nach jeder Messung eine Entmagnetisierung vermittelst abnehmender Kommutation bis zu Feldstärken von 1—2 Gauss durchgeführt. Während der Dauer einer Messreihe musste natürlich sorgfältig darauf geachtet werden, dass der magnetisierende Strom und damit das Feld stets nur zunahmen.

Tabelle 3.

H	*I*	*H*	*I*	*H*	*I*	*H*	*I*	*H*	*I*
0	100	0	100	0	100	0	100	0	100
236	94	1400	33	1750	46,5	1400	37	10500	19,5
1360	36,4	1700	45,6	2450	65,0	2000	51	11000	23
2100	56	2200	57,6	2750	63	2300	57	11300	20,4
3100	49	2900	57,6	5400	49	2750	59	12250	17
3350	42	3250	38	5700	44	3150	51	13100	14
3750	27,6	3600	30,6	6200	37	3400	33		
5000	51,1	3900	24	6750	27	4300	26		
5700	45,5	4450	30,6	8150	36	5500	47		
6100	36,4	4800	46,5	9250	21	6750	24		
6600	30	6200	35	9800	19	7100	27		
7600	32,2	6750	23	10200	17	8750	28		
9400	22,4	7600	28			9000	26		
10200	16,9	8750	28			9250	20		
		9200	21			10200	19,5		
		10200	17						

Tab. 3 enthält die Messresultate. Die einzelnen Versuchsreihen sind unabhängig voneinander durchgeführt worden. Genau in derselben Weise wie bei Kurve I sind alle aufeinander umgerechnet und lassen sich zu einer einzigen Kurve gut vereinigen.

Fig. 9 stellt die so entstandene Kurve II dar. Als Abszisse ist das magnetische Feld *H*, als Ordinate die gemessene Inten-

sität J aufgetragen. Wir erkennen aus der Kurve den komplizierten Verlauf, den die Intensität der Resonanzstrahlung in starken Feldern annimmt. Im Falle einer Einfachlinie müsste die Intensität mit wachsender Feldstärke stetig abklingen. Statt dessen erhalten wir eine Kurve, die im Wellenlängenbereich von 0—$5{,}8 \cdot 10^{-2}$ Å.-E. (13 000 Gauss) 5 Maxima der Intensität besitzt, worin sich mit Sicherheit die komplizierte Feinstruktur der Linie äussert. Auch ersehen wir, ebenso wie aus Kurve I, die ausserordentliche Auflösungskraft der Methode, die in einem Gebiet von nur $5{,}8 \cdot 10^{-2}$ Å.-A. die Aufnahme einer Intensitäts-

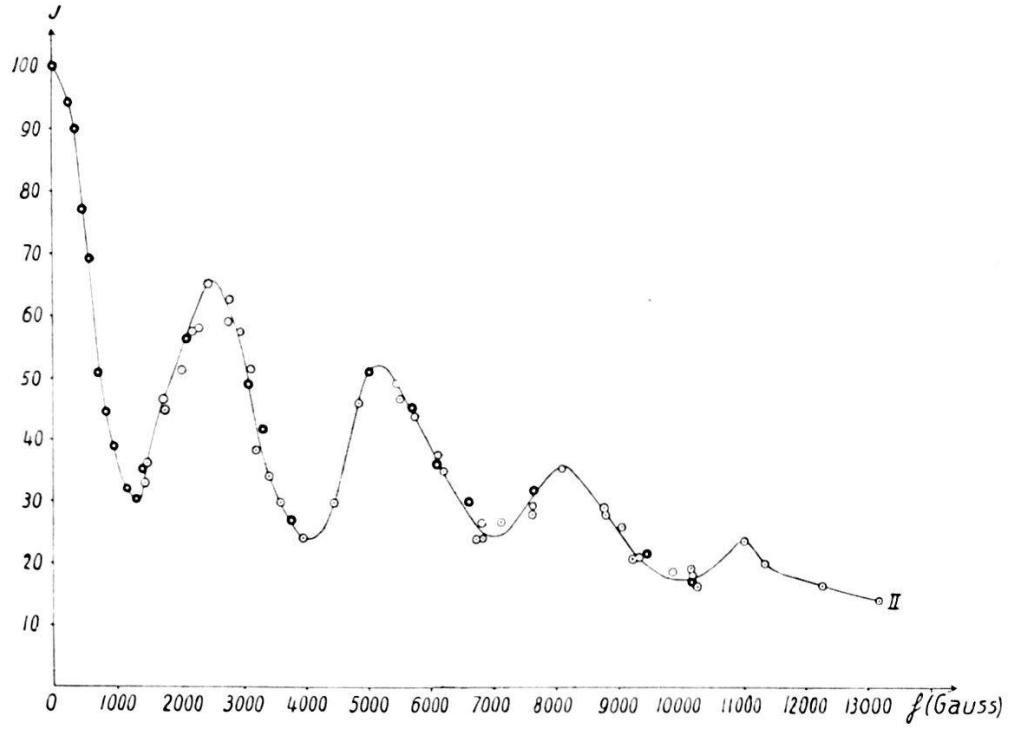

Fig. 9.

kurve mit derart vielen Messpunkten ermöglicht. Dies beruht hauptsächlich darauf, dass in der Wood'schen Resonanzlampe die Feinstrukturkomponenten in der Linie voneinander sehr scharf getrennt sind. Die Frage, wie die Kurve II zustande kommen mag, wird uns im letzten Abschnitt dieses Teiles der Arbeit noch ausführlich zu beschäftigen haben. Wir möchten aber an dieser Stelle nicht versäumen, das für uns wesentliche Resultat vorweg zu nehmen, zu dem man gelangt, wenn wir die Abstände der Intensitätsmaxima der Kurve II in Wellenlängeneinheiten ausrechnen und mit den Messungen von Wood vergleichen. Aus der Kurve II ergeben sich hierfür folgende Werte:

0,0112 Å.-E. (2500—0 Gauss),
0,0119 Å.-E. (5150—2500 Gauss)
0,0135 Å.-E. (8150—5150 Gauss)
0,0128 Å.-E. (11000—8150 Gauss)

Auffällig ist die gute Übereinstimmung dieser Zahlen mit denjenigen, die Wood für die Komponentenabstände in der Linie angibt. Trotzdem wir auf gänzlich verschiedenem Wege zu den Zahlen gelangen, kann es sich hierbei nicht um eine rein zufällige Übereinstimmung handeln; es muss vielmehr ein enger Zusammenhang zwischen Wood's Abständen und unseren Entfernungen der Maxima bestehen. (Vgl. später bei der Diskussion der Resultate.)

Die Änderung der Intensität der Resonanzstrahlung mit der Feldstärke konnte bei den Versuchen in Emission bis zu Feldern von 13 000 Gauss ermittelt werden, wobei es sich zeigte, dass bei der maximal erreichbaren Feldstärke noch 14% der Anfangsintensität vorhanden sind. Es bleibt daher noch die wichtige Frage zu untersuchen, wie die Intensität im Bereiche höherer Felder als 13 000 Gauss verläuft. Da die unverschobene π-Komponente in longitudinaler Richtung nicht zur Ausstrahlung gelangt, so muss es in unserer Versuchsanordnung möglich sein, die Hg-Atome im Resonanzgefäss magnetisch so weit zu verstimmen, dass sie die einfallende Resonanzlinie einer ersten Wood'schen Lampe praktisch überhaupt nicht mehr absorbieren und dementsprechend auch nicht reemittieren können. Oberhalb einer bestimmten Feldstärke müsste daher die Intensität der Strahlung zu Null herabsinken. Die eben genannte Frage wurde bei den Messungen in Absorption (vgl. später) genau untersucht.

Vor Abschluss der Emissionsversuche in starken Magnetfeldern musste noch erwogen werden, ob die Inhomogenität des Feldes an der Stelle der Durchbohrung des einen Polschuhs eine merkliche Unschärfe der Zeeman-Komponenten verursachen konnte. Die Frage wurde rein experimentell auf folgende Weise untersucht: Für den Fall der Messungen mit eisenfreien Spulen war das Magnetfeld an der Stelle der Resonanzlampe sicherlich ausreichend homogen. Es wurden daher die Werte der Intensität, die einmal mit den eisenfreien Spulen, das andere Mal mit dem Weiss'schen Magneten in genau gleichen Feldern erhalten worden sind, miteinander verglichen. Die Übereinstimmung war innerhalb der Messfehler eine vollständige. Damit fand diese Frage ihre Erledigung.

4. *Versuche in Absorption.*

Die Versuche in Absorption zerfallen in zwei Teile. In der ersten Versuchsreihe ist die sekundäre Resonanzlampe im Magnetfeld und das absorbierende Medium ausserhalb, in der zweiten wird gerade umgekehrt das Absorptionsgefäss in das Magnetfeld gesetzt, während die Resonanzlampe sich im feldfreien Raume befindet.

1. Die Versuchsanordnung ist in ihren wesentlichen Teilen dieselbe, wie bei den Versuchen in Emission. In den Strahlengang zwischen die beiden Linsen L_2 und L_3 (Fig. 3) wird ein Absorptionsrohr A von 11 mm Länge eingesetzt. Dasselbe stand in dauernder Verbindung mit den Luftpumpen und konnte vermittelst Schliff aus dem Strahlengange herausgedreht werden. Das Absorptionsgefäss besteht aus einem an den Enden plangeschliffenen und mit zwei amorphen Quarzplatten verschlossenen Messingrohr. Die beiden Quarzplatten waren mit Picein[1]) aufgekittet. Im Innern befand sich Quecksilberdampf von 0,0013 mm Druck. Der Reflexionsverlust an den Quarzplatten wurde experimentell ermittelt und ergab sich zu 23%. Sämtliche Messungen in Absorption wurden um diesen Betrag korrigiert.

Das Absorptionsgefäss stand in einer Entfernung von 23 cm vom äussersten Ende des durchbohrten Polschuhes; das magnetische Feld betrug an dieser Stelle maximal 3 Gauss und hatte daher keinerlei messbaren Einfluss auf die Absorption der Resonanzstrahlung.

Bei den Versuchen musste aus folgendem Grunde möglichst grosse Empfindlichkeit der Messanordnung angestrebt werden: Die Intensität des in die Photozelle gelangenden Resonanzlichtes ist wegen der beträchtlichen Absorption (selektive Absorption) der Strahlung in einer 11 mm langen Schicht sehr stark geschwächt. Wird nun die Resonanzlampe magnetischen Feldern ausgesetzt, so ist es leicht einzusehen, dass bei Änderungen der Feldstärke nur geringe Unterschiede in der vom Absorptionsgefäss durchgelassenen Intensität zu erwarten sind. Denn bei denjenigen Feldstärken, wo die magnetische Aufspaltung eine starke Schwä-

---

[1]) Kittung mit weissem Siegellack ergab merkwürdigerweise einen viel zu grossen (etwa 40 Proz.) Lichtverlust an den Quarzplatten (theoretischer Wert des Reflexionsverlustes an vier Flächen nach Fresnel 21,3 Proz.). Wodurch die Erhöhung der Absorption bei Verwendung von weissem Siegellack als Kittmaterial herrührt, Abgabe eines absorbierenden Dampfes oder dergleichen, wurde nicht weiter untersucht.

chung der emittierten Intensität bewirkt, ist die Absorption der Strahlung recht klein, dagegen tritt an den Stellen der Intensitätsmaxima der Emission eine entsprechend starke Absorption der Resonanzstrahlung ein. Aus alledem geht hervor, dass bei Variation der magnetischen Feldstärke in der photoelektrischen Zelle nur geringe Unterschiede in der gemessenen Intensität beobachtet werden[1]). Zur genauen Ermittlung derselben gehört möglichst hohe Empfindlichkeit der Messanordnung.

Die Versuche wurden daher mit ungeshuntetem Galvanometer durchgeführt. Hierbei war es aber sehr schwierig, zu vollkommen einwandfreien Resultaten zu gelangen, da die Messapparatur schon für die geringsten Störungen empfänglich war. Auch traten bei unbelichteter Zelle dauernde, vollkommen unregelmässige Schwankungen des Galvanometers von einigen Skalenteilen auf; dieses konnte daher niemals in Ruhe beobachtet werden.[2]) Die Ergebnisse dieser Versuchsreihe sind aus diesem Grunde nur als qualitative zu bewerten. Die in der Photozelle gemessenen Werte, welche die vom Absorptionsrohr durchgelassene Intensität als Funktion der Feldstärke angeben, haben unmittelbar keine anschauliche Bedeutung, da sie nicht allein die Änderung der Absorption mit der Feldstärke anzeigen — wofür man sich eigentlich interessiert —, sondern auch noch die Änderung der als Lichtquelle dienenden sekundären Resonanzlampe im Magnetfeld mitenthalten. Will man zu einer anschaulichen Interpretation dieser Messung gelangen, so muss man bei den Absorptionsversuchen nach dem Vorgehen von Malinowski[3]) die Änderung der Lichtquelle im Magnetfeld dadurch mitberücksichtigen, dass man für eine jede Feldstärke den in Absorption gemessenen Wert[4]) der Intensität I durch den aus der Kurve II entnommenen, zu der gleichen Feldstärke gehörenden Betrag der emittierten Intensität I_0 dividiert und die so entstehenden Werte I/I_0 als Funktion der Feldstärke aufträgt.

---

[1]) Diese Unterschiede in der beobachteten Intensität hängen natürlich auch noch von der Länge der absorbierenden Schicht ab.

[2]) Als Ursache derselben, da sie nur bei höchster Empfindlichkeit der Anordnung auftreten, könnte man natürliche Schwankungen in der Elektronenemission, sowie Isolationsschwankungen des Gitters infolge von thermischen Einflüssen vermuten, denen sich bei Belichtung der Photozelle eventuell Stosschwankungen (Edgar Meyer, Phys. Ztschr. **11**, p. 215 1910; E. Steinke, Zeitschr. f. Phys. **38**, p. 378, 1926) schwächster Photoströme noch überlagern.

[3]) A. v. Malinowski, a. a. O.

[4]) Korrigiert um den Reflexionsverlust an den Quarzplatten.

In der Tab. 4 geben wir statt $\frac{I}{I_0}$, $\frac{I}{I_0} \times 100$ als Funktion der Feldstärke an.

Tabelle 4.

H	$\frac{I}{I_0} \cdot 100$	H	$\frac{I}{I_0} \cdot 100$
0	17	5750	44
250	21	6500	77
520	43	7050	96,5
1050	88	7500	70
1325	93	7700	58
1500	75	8250	43
2200	43	9000	62
2500	38	9500	83
2800	45	10000	90,5
3500	75	10500	78
4200	96	11000	56
4600	70	11500	60,5
4800	49	12000	69,5
5250	39	13000	86

Fig. 10 zeigt uns die Kurve III in Absorption. Sie verläuft im Gebiet von Null bis 13 000 Gauss vollkommen analog zur Kurve II, ihre Minima liegen genau an denselben Stellen wie die Maxima der Kurve II und umgekehrt.

2. Während die Versuchsreihe 1 eine mehr indirekte Methode zur Untersuchung der Absorptionslinie darstellt, indem man hierzu noch die Änderung der emittierten Intensität im Magnetfeld berücksichtigen und messend verfolgen muss, kann man diese Untersuchungen in der Weise ganz direkt durchführen, dass man das Absorptionsgefäss in das Magnetfeld setzt und die Änderung der absorbierten Intensität der Resonanzstrahlung als Funktion der magnetischen Feldstärke beobachtet. Da sich in dieser Versuchsreihe die als Lichtquelle dienende Resonanzlampe ausserhalb des Magnetfeldes befindet, so konnte mit primärer Resonanzstrahlung gearbeitet werden. Die Versuchsanordnung wurde folgendermassen abgeändert: Das Licht des Quecksilberbogens wird mit einer grossen Linse aus amorphem Quarz auf die Resonanzlampe geworfen. Die Fluoreszenzstrahlung wird in senkrechter Richtung zum erregenden Strahl durch eine Quarzlinse parallel gemacht und mit einer weiteren Linse auf die Photo-

zelle fokussiert. Die Entfernung zwischen Resonanzlampe und Photozelle betrug 170 cm. Im Raum zwischen den beiden Linsen befand sich der Weiss'sche Magnet. Durch die Bohrung seiner beiden Polschuhe hindurch gelangte das Licht der Resonanzlampe in die Photozelle. Zwischen die beiden Polschuhe konnten Absorptionsgefässe eingesetzt werden. In dieser Versuchsreihe gelangten zwei Absorptionsrohre zur Verwendung; das eine war

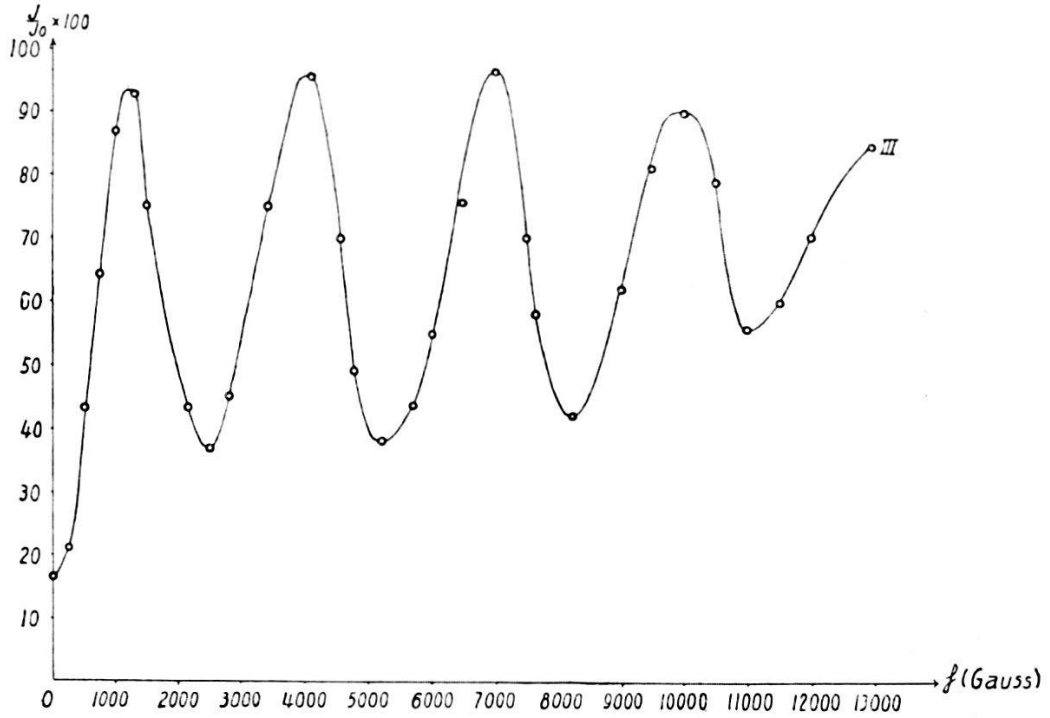

Fig. 10.

das schon früher gebrauchte von 11 mm Länge. Die dabei erreichten Felder betrugen maximal 13 000 Gauss. Zur Erreichung höherer Felder gelangte noch ein zweites Absorptionsgefäss von 4 2 mm Länge zur Verwendung.

In der Tab. 5 sind die mit dem Absorptionsrohr von 11 mm Länge gemessenen Werte angegeben.

Die Messreihen sind alle aufeinander umgerechnet und liefern zusammen die Kurve IV (Fig. 11). Diese beweist uns ganz direkt, dass die Absorptionslinie des kalten Dampfes genau dieselbe Struktur haben muss wie die Emissionslinie in der Wood'schen Lampe. An den Stellen maximaler Emission (Kurve II) zeigt sich nämlich nach Kurve IV gleichzeitig eine maximale Absorption der Resonanzstrahlung. (Dasselbe gilt für die Minima der Kurve II und Kurve IV.)

Tabelle 5.

H	*I*	*H*	*I*	*H*	*I*
0	17	0	17	0	17
210	20	200	19,4	1184	73
325	28	1184	73	2000	58
520	41	2000	57	4600	70
840	59	2500	43	6300	70
1070	65	3500	71,5	7200	84
1184	73	4200	83	7700	70
2200	54	4600	61,5	9600	83
3000	48,6	5500	50,7	10500	83
5000	48,6	6200	75,6	11200	66
8150	56	7100	85	12200	70
8600	46,8	7600	73	12700	86
9100	56	8600	50,7	13000	90,7
9600	82	9500	83		
10200	90,7	10200	89,6		

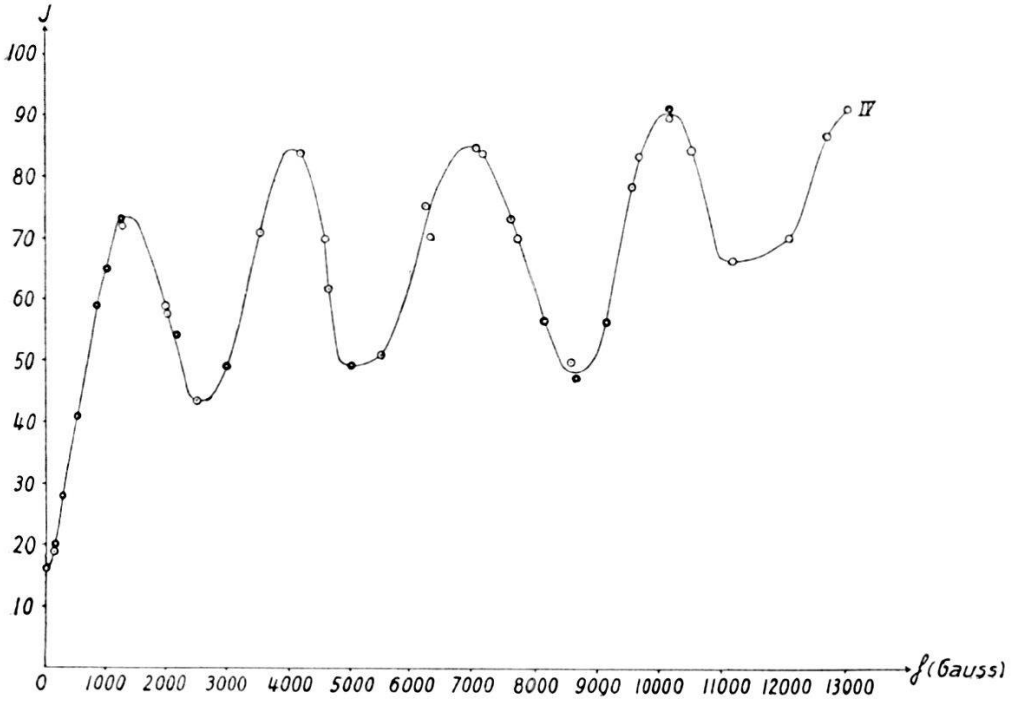

Fig. 11.

Dies geht aus folgenden Zahlen deutlich hervor:

Abstand aufeinanderfolgender Maxima der Kurve II in Å.-E.	Abstand aufeinanderfolgender Minima der Kurve IV in Å.-E.
0,0112	0,0114
0,0119	0,0119
0,0135	0,0144
0,0128	0,0121

Wir wollen uns nun der wichtigen Frage zuwenden, wie die Kurve in Absorption oberhalb 13 000 Gauss verläuft. Die Versuche wurden, wie erwähnt, mit dem Absorptionsgefäss von 4,2 mm Länge durchgeführt. Tab. 6 enthält die Messergebnisse; die Werte erstrecken sich von 10 000—18 000 Gauss.

Tabelle 6.

H	*I*	*H*	*I*
12600	86	13600	93
14700	94	15800	98
15800	97	16500	99
16800	100		
18000	100		

In Fig. 12 sind die gemessenen Werte zur Kurve V vereinigt.

Kurve V enthält zwei für uns sehr wichtige Resultate. Einmal beweist sie uns, dass die Resonanzkurve in Absorption ober-

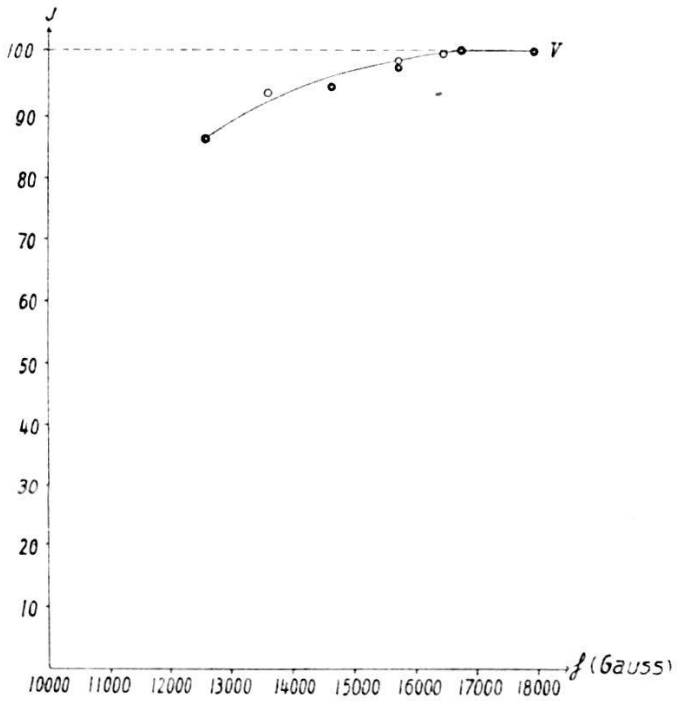

Fig. 12.

halb 13 000 Gauss keine weiteren Minima mehr aufweist, woraus mit Sicherheit zu folgern ist, dass auch in der Emissionskurve im ganzen nur 5 Maxima der Intensität auftreten. Weiterhin zeigt sie, dass die Intensität der Resonanzstrahlung im Felde

von 17 000 Gauss denselben Wert annimmt (korrigiert um den Reflexionsverlust an den Quarzplatten) wie bei völliger Abwesenheit des Absorptionsgefässes. Geht man mit der Feldstärke von 17 000 auf 20 000 Gauss, so tritt dabei keinerlei Änderung in der Intensität mehr auf. Die Aufspaltung im Felde von 17000 Gauss beträgt 0,076 Å.-E. Es muss also die gesamte wirksame Breite der Linie innerhalb dieses Wellenlängengebietes liegen. Die Grösse des Bereiches hängt natürlich noch von der Schichtdicke des absorbierenden Hg-Dampfes ab, da durch Verlängerung der Schicht noch Teile der Linienschwänze merkbar absorbiert werden können, für die eine kürzere Schicht praktisch vollkommen durchlässig ist. Geht man also zu grösseren Schichtdicken über, so müssen entsprechend höhere Magnetfelder angewendet werden, um vollständige Durchlässigkeit der Resonanzlinie zu erreichen.

Zum Schluss wurde noch die Frage nachgeprüft, ob etwa die Intensität der Resonanzstrahlung, die durch die Bohrung des Magneten hindurch in die Photozelle gelangt, auch in Abwesenheit des Absorptionsgefässes eine Änderung erfährt, wenn das Feld des Magneten erregt und die Feldstärke variiert wird. Bei eventueller Anwesenheit polarisierten Lichtes wäre nämlich bei der Reflexion der Resonanzstrahlung an der inneren Wandung der Polschuhbohrungen des Magneten infolge von Kerr-Effekt eine Wirkung auf die Intensität in Betracht zu ziehen.

Tabelle 7.

H = magnetische Feldstärke.
I = Intensität der Resonanzstrahlung.

H	I
0	31,0
1500	31,0
3200	31,0
10000	30,7
14900	30,8
20000	31,0

Die vollständige Konstanz der Werte I beweist, dass eine Wirkung auf die Intensität der Resonanzstrahlung nicht vorhanden ist.

5. *Diskussion der Resultate.*

Als Erstes behandeln wir die Entstehung der Kurve II (vgl. Fig. 9), da sich hieraus die wesentlichsten Resultate bezüglich der Feinstruktur der Linie ergeben. Der Verlauf der Kurve zeigt

ein charakteristisches Anwachsen und Abnehmen der Intensität der Resonanzstrahlung in Funktion der magnetischen Feldstärke. Es folgen hierbei die Stellen maximaler und minimaler Intensität mit grosser Regelmässigkeit aufeinander. Die Entfernungen benachbarter Maxima sind alle nahezu einander gleich und etwa vom Betrage 0,01 Å.-E. (Berechnet aus den Feldstärken nach der Triplettaufspaltung $\frac{3}{2}\,a$.) Bezüglich der Maxima ist noch zu bemerken, dass sie in der Aufeinanderfolge (von kleinen zu grossen Feldstärken fortschreitend) stets an Intensität abnehmen. Wie aus den Kurven II und V ersichtlich, treten im ganzen 5 Stellen maximaler Intensität im wirksamen Bereich der Resonanzlinie auf. Die eben angedeuteten charakteristischen Regelmässigkeiten in der Kurve legen es nahe, eine Erklärung ihres Zustandekommens

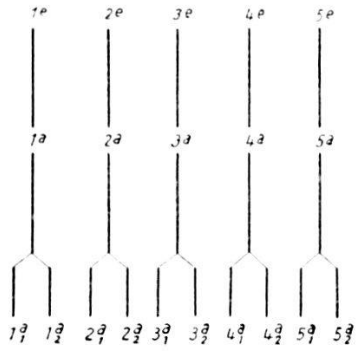

Fig. 13.

aus dem Schema einer 5-fachen Emissions- und einer ebenfalls 5-fachen gleich gebauten Absorptionslinie zu versuchen. Hierbei wird der Intensitätsverlauf in jeder der 5 Linienkomponenten als Fehlerkurve dargestellt.[1])

Die 5 Komponenten (E_i) in der Emissionslinie der primären Resonanzlampe wollen wir mit 1^e, 2^e, 3^e, 4^e, 5^e bezeichnen (Fig. 13).

Die Absorptionslinie im sekundären Resonanzgefäss sei aus 5 gleichgebauten Komponenten A_i (1^a, 2^a, 3^a, 4^a, 5^a) gebildet (vgl. Fig. 13). Jede der Komponenten der Absorptionslinie spaltet m Magnetfeld in ein Triplett auf; da die Beobachtung parallel zu den Kraftlinien erfolgte, so kommen für unseren Zweck nur die beiden zirkularen Zeeman-Komponenten in Frage. Diese mögen mit $1^a_1\,1^a_2$, $2^a_1\,2^a_2$, $3^a_1\,3^a_2$, $4^a_1\,4^a_2$, $5^a_1\,5^a_2$ bezeichnet werden. Die Abstände der Linienkomponenten (E_i, A_i) wählen wir alle nahezu gleich, 0,01 Å.-E. (Bei starker Verschiedenheit derselben

[1]) Die Verbreiterung durch Dopplereffekt führt bekanntlich zu einer Fehlerkurve für die Intensitätsverteilung in der Linie. (siehe p. 11).

könnten Maxima und Minima der Kurve II nicht in regelmässigen Abständen von nahezu 0,01 Å.-E. aufeinanderfolgen.) Auch wollen wir ihre Intensitäten nahezu gleich voraussetzen. (Dies ergibt sich aus der ziemlich regelmässigen Abnahme der Intensität aufeinanderfolgender Maxima in der Kurve II.)

Die Entstehung der Kurve II lässt sich aus dem eben angedeuteten Bilde der Feinstruktur folgendermassen herleiten: Im Felde Null fallen alle Komponenten E_i genau mit den A_i zusammen, daher wird aus der primären Resonanzstrahlung ein Maximum an Energie aufgenommen. Diese wird allseits ausgestrahlt und ergibt so das I. Maximum der Intensität. Im Felde von 1275 Gauss beträgt die magnetische Aufspaltung 0,0056 Å.-E. Es fallen die A_i mitten zwischen die Emissionskomponenten E_i hinein; daher ist die Energieaufnahme der Resonanzlampe ein Minimum. Die Kurve II besitzt an dieser Stelle das I. Minimum der Intensität. Das II. Maximum liegt bei einer Feldstärke von 2500 Gauss; derselben entspricht eine Aufspaltung der A_i, von 0,011 Å.-E. Daher fällt nach dem Schema der Fig. 13 1^e auf die Zeeman-Komponente 2^a_1, ebenso fällt 2^e auf die Komponente 1^a_2 und 3^a_1, 3^e auf 2^a_2 und 4^a_1 usf. Nur die beiden äussersten Zeeman-Komponenten 1^a_1 und 5^a_2 rücken aus dem Bereich der Emissionslinie heraus und treten daher nicht in Wirksamkeit. Im ganzen fallen 5 Emissionslinien auf 8 absorbierende Zeeman-Konponenten, und zwar die 3 inneren auf je 2, die beiden äusseren auf je 1 Zeemanlinie. Aus dem eben Gesagten geht hervor, dass die Zunahme der Intensität der Resonanzstrahlung bei der Feldstärke von 2500 Gauss dadurch entsteht, dass die magnetische Aufspaltung die Grösse der Komponentenabstände der Linie erreicht. Genau nach dem angegebenen Schema kann der weitere Verlauf der Kurve II erklärt werden. Dass dabei im ganzen 5 Maxima der Intensität auftreten, ergibt sich aus unserem Feinstrukturbilde sehr einfach, da nach dem Erreichen des V. Maximums (11 000 Gauss) die Aufspaltung der absorbierenden Zeeman-Komponenten derart gross wird (0,049 Å.-E.), dass sie ausserhalb des Bereichs der erregenden Emissionslinie fallen.

Würde die Resonanzlinie aus 5 äquidistanten, vollkommen gleich intensiven Linien bestehen, so müssten sich die Intensitäten der aufeinanderfolgenden Maxima in der Kurve zueinander verhalten wie 10 : 8 : 6 : 4 : 2; denn im I. Maximum fallen 5 Emissionslinien auf 10, im II. Maximum auf 8, im III. auf 6, im IV. auf 4, im V. auf 2 Zeeman-Linien. In Wirklichkeit stehen die Maxima im Verhältnis 10 : 6,5 : 5,4 : 3,6 : 2,3. Hierin, sowie in den Ungleichheiten ihrer Entfernungen äussert sich deutlich die Ver-

schiedenheit in der Intensität und in den Abständen der Feinstrukturkomponenten.

Zusammenfassend können wir feststellen, dass die Kurve II sich aus dem Bilde von 5 annähernd gleich intensiven Komponenten mit nahezu gleichen Abständen von 0,01 Å.-E. befriedigend aufbauen lässt. Unser Bild deckt sich daher qualitativ vollständig mit der Wood'schen Struktur. Damit glauben wir mit genügender Sicherheit nachgewiesen zu haben, dass die von einer Resonanzlampe emittierte sehr scharfe Linie die gleiche Feinstruktur besitzt wie die Emissionslinie des Hg-Bogensnach Wood.

Die exakte Verteilung der Intensität in der Resonanzlinie aus der Kurve II zu ermitteln, ist uns nicht gelungen. Es zeigte sich nämlich, dass eine Fourier-Analyse der Kurve zwar möglich ist; sie führt aber nur unter der Annahme symmetrischer Verteilung der 5 Linienkomponenten zu einer genauen Bestimmung der Fourier-Koeffizienten. Diese Annahme steht nach den Messungen von Wood mit den Tatsachen in Widerspruch; daher würde eine derartige Fourier-Zerlegung kein wahres Bild der Linie geben.

Will man die Verhältnisse in der Kurve II nach ihrer quantitativen Seite hin überblicken, so kann man folgendermassen vorgehen. Man zeichnet sich als Emissionslinie 5 Fehlerkurven mit der durch den Doppler-Effekt gegebenen Halbwertbreite in Entfernungen, die genau den Wood'schen Komponentenabständen entsprechen, und verschiebt nach dem Schema der magnetischen Aufspaltung $\frac{3}{2}a$ die 10 gleichgebauten Zeeman-Linien in Absorption. Auf diese Weise erhält man eine Übersicht, wie sich die Intensität der Resonanzstrahlung nach dem Wood'schen Feinstrukturbilde an den Stellen der Maxima und Minima in der Kurve II verhalten müsste. Während sich hierbei für die Intensität der Maxima durchaus vernünftige Werte ergeben, zeigt sich schon auf den ersten Blick, dass unser Schema der 5 Doppler-Kurven an den Stellen der Minima zu ganz falschen Werten der Intensität führt. Bei einer Aufspaltung von 0,0056 Å.E. (I. Minimum) fallen die absorbierenden Zeeman-Linien mit ihrer gesamten wirksamen Doppler-Breite mitten zwischen die Doppler-Linien in Emission, und es könnte daher die Intensität der Resonanzstrahlung an dieser Stelle der Kurve, bei Berücksichtigung der endlichen Dicke von emittierender und absorbierender Schicht sowie der Wirksamkeit der natürlichen Linienbreite neben derjenigen durch Doppler-Effekt höchstens einige Prozent von der Intensität im Felde Null betragen. Statt dessen ergibt der experimentelle Befund einen Wert von 30%. Ein ähnliches Verhalten der Intensität wiederholt sich an den Stellen

der anderen Minima. Auf die Frage, ob die Ursache für diese Diskrepanz darin zu suchen ist, dass unsere Annahmen bezüglich der Breite oder Zeeman-Aufspaltung der Linienkomponenten, die sich in anderen Punkten vollkommen bewährt haben, nicht ganz zutreffend sind oder vielleicht in einer Abweichung von der Wood'schen Linienstruktur ihre Erklärung finden, wollen wir noch in anderem Zusammenhang zurückkommen. Jedenfalls zeigt sich aus unserem Bilde, dass die Ungleichheit in den Abständen wie sie Wood angibt, nicht ausreicht, um die Werte der Intensität an den Stellen der Minima befriedigend erklären zu können.

Unsere Betrachtungen über die Entstehungsart der Kurve II zeigen eindeutig, dass man hieraus nur unter der Annahme, dass die Triplettaufspaltung $\frac{3}{2}\,a$ für alle Komponenten der Linie Gültigkeit besitzt, zu einer Feinstruktur der Resonanzlinie gelangen kann, die mit Wood's Untersuchungen in Einklang steht. Der sicherste Beweis für die Richtigkeit dieser Annahme scheint uns in der Tatsache zu liegen, dass für die Entfernungen der Maxima die eine Art mittleren Abstand der nahezu äquidistanten Komponenten repräsentieren, nach der Aufspaltung $\frac{3}{2}\,a$ in Wellenlängeneinheiten berechnet, sich tatsächlich Werte ergeben (0,0112, 0,0119, 0,0135 0,0128 Å.-E.), die mit den Wood'schen Komponentenabständen die erwartete Übereinstimmung zeigen. Von einer magnetischen Umwandlung des Feinstrukturbildes analog dem Paschen-Back-Effekt[1]) ist bis zu Feldstärken von 13 000 Gauss nichts zu bemerken. Dieselbe müsste, wenn sie vorhanden wäre, schon bei 1100 Gauss ihren Anfang nehmen, da hier die aufgespaltenen Komponenten übereinanderzufallen beginnen, Oberhalb 2500 Gauss (Aufspaltung 0,011 Å.-E.) müsste dies zu einer vollständigen Änderung der Struktur geführt haben, die mit dem regelmässigen Verlauf (Bildung von drei nahezu äquidistanten Maxima und Minima), die unsere Kurve oberhalb dieser Feldstärke zeigt, vollkommen unvereinbar ist. Es müsste als ausserordentlicher Zufall bezeichnet werden, wenn sich Zahl und Abstände der Maxima trotz des Vorhandenseins eines Paschen-Back-Effektes auf so einfache Weise aus dem Wood'schen Feinstrukturbilde berechnen liessen.

Wir wenden uns nun der Entstehung der Kurven III und IV zu. Die Bedingungen, unter denen sie entstanden sind, entsprechen genau denjenigen, die für Kurve II massgebend sind. Sie lassen sich daher nach demselben Schema gegenseitiger Verschiebung von Emissions- und Absorptionslinien behandeln.

---

[1]) F. Paschen und E. Back, Ann. d. Phys. **39**, p. 897, 1912 und **40**, p. 960, 1913.

Im Falle der Kurve IV sind die fünf Emissionslinien der primären Resonanzstrahlung fest vorgegeben, denen gegenüber die magnetisch verstimmten Absorptionslinien des absorbierenden Mediums verschoben werden. Die Verhältnisse sind daher analoge wie bei der Entstehung von Kurve II. Der einzige Unterschied besteht darin, dass wir uns hier für die Änderung der Absorption als Funktion der Verstimmung interessieren, während in Kurve II die Änderung der Emission beobachtet wurde. Die beiden Kurven ergänzen sich gegenseitig; erstere misst die durchgegangene, letztere die absorbierte Intensität der auf die Resonanzlampe fallenden primären Resonanzstrahlung. Ihr Verlauf beweist sehr schön, dass sich Absorption und Emission der Resonanzstrahlung im verdünnten Hg-Dampf vollkommen analog verhalten, indem die Stellen maximaler Absorption (Kurve IV) sich genau mit denjenigen maximaler Emission (Kurve II) decken; dasselbe gilt für die Stellen der minimalen Absorption.

Für den Fall der Entstehung von Kurve III werden die Zeeman-Komponenten der aufgespaltenen Emissionslinie gegenüber den festen Komponenten der Absorptionslinie verschoben und die absorbierte Energie als Funktion der Verschiebung aufgenommen. Die Kurve III zeigt denselben Bau in bezug auf Maxima und Minima wie Kurve IV. Dies beweist, dass für die Resonanzstrahlung sich emittierendes und absorbierendes Medium gegenüber magnetischen Verstimmungen vollkommen gleich verhalten, worin sich von neuem die Gleichheit der Struktur von Emissions- und Absorptionslinie bestätigt.

Zur Vervollständigung der Kurve IV, die bis zu Feldern von 13 000 Gauss reicht, wurde Kurve V aufgenommen. Diese zeigt einen monotonen Abfall der Absorption im Gebiet von 0,056 bis 0,076 Å.-E. Im Felde von 17 000 Gauss ist die Absorption zu Null herabgesunken; es befinden sich daher alle absorbierenden Zeeman-Komponenten ausserhalb des wirksamen Bereichs der Emissionslinie. Bemerkenswert scheint uns die ausserordentlich langsame Abnahme der Absorption am Rande der Resonanzlinie, die noch in grosser Entfernung (mehr als 0,01 Å.-E.) von den beiden äussersten Feinstrukturkomponenten messbare Beträge der absorbierten Energie aufweist. Leider lässt sich über dieses Randgebiet der Linie nichts Sicheres aussagen, da man keine Anhaltspunkte dafür hat, ob für die in Frage stehenden magnetischen Feldstärken (13 000–17 000 Gauss) die Zeeman-Aufspaltung des Feinstrukturbildes vom selben einfachen Typus ist wie im Gebiet bis 13 000 Gauss.

6. *Die quantitative Auswertung der Resonanzkurven.*

Die Doppler-Breite der Hg-Resonanzlinie.

Bei der Besprechung der experimentellen Ergebnisse haben uns bisher hauptsächlich Fragen der Struktur und Zeeman-Aufspaltung der Resonanzlinie beschäftigt, wobei die wesentlichsten Resultate aus Lage und Intensität der Maxima und Minima in den Kurven erhalten worden sind. Wenn wir nun im folgenden unser Interesse dem genauen Verlauf der Intensität in den Kurven zuwenden, so soll dies vornehmlich aus dem Grunde geschehen, weil sich darin die verbreiternden Ursachen, denen die Linie unterworfen ist, in charakteristischer Weise äussern. Der quantitativen Rechnung ist allerdings nur der erste Teil der Kurven bis ungefähr 700 Gauss zugänglich, da bei höheren Feldstärken (grösseren Aufspaltungen) durch das Übereinandergreifen der Zeeman-Linien die Verhältnisse ausserordentlich kompliziert werden. Dagegen ist bis zu der genannten Feldstärke die Bedingung erfüllt, dass die aufgespaltenen Zeeman-Linien jeweils im Bereich derjenigen Komponente sich befinden, aus der sie im Felde Null hervorgegangen sind. Da im Longitudinaleffekt die Aufspaltung aller Komponenten gleich ist, so kann bis 700 Gauss von der Feinstruktur der Resonanzlinie abgesehen werden und die Rechnung mit dem Schema einer einfachen Emissions- und Absorptionslinie durchgeführt werden. Die gemessenen Werte, die jeweils das Verhältnis der Intensität im Magnetfeld zu dem im Felde Null angeben, können ebensogut auf eine Einfachlinie bezogen werden, wie auf den Komplex der fünf Komponenten. Zur quantitativen Auswertung wählen wir den Fall, dass sich die Resonanzlampe ausserhalb des Feldes befindet, während das Absorptionsgefäss verschieden starken magnetischen Feldern ausgesetzt ist. Eine Berechnung der selektiven Absorption im Magnetfeld ist von Malinowski[1]) durchgeführt worden, und zwar für das Schema einer Emissionslinie, die im Magnetfeld aufspaltet und gegenüber einer gleichgebauten Absorptionslinie verschoben wird. (Der umgekehrte Fall wie der von uns betrachtete.) Hierbei hat Malinowski die verbreiternde Wirkung, die die Dicke der emittierenden Schicht auf Form und Breite der Emissionslinie ausübt, nicht direkt berücksichtigt, ein Punkt, in dem unsere Rechnung von der Malinowski'schen abweicht.

Zur Durchführung der Rechnung führen wir von vornherein die Annahme ein, dass Gestalt und Breite der Emissions- und

---

[1]) A. v. Malinowski, a. a. O.

Absorptionslinie allein durch den Doppler-Effekt gegeben sind. Danach ist die Intensitätsverteilung in der Emissionslinie einer unendlich dünnen Schicht nach Lord RAYLEIGH[1]) durch folgende Formel gegeben[2]):

$$J_\lambda = J_{\lambda_0} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda}\right)^2}, \tag{1}$$

wobei J_λ die Intensität der Wellenlänge λ, $J_{\lambda 0}$ die Intensität in der Mitte der Linie und $\Delta \lambda$ die Halbwertbreite durch Doppler-Effekt bedeutet. Diese ist durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$\Delta \lambda = 3{,}581 \cdot 10^{-7} \cdot \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{M}} \cdot$$

Hierin ist λ_0 der Ort der Spektrallinie, T die absolute Temperatur und M das Molekulargewicht des betrachteten Gases. Für die Linie 2536,7 Å.-E. des Quecksilbers beträgt bei 20° C die theoretische Doppler-Breite $1{,}10 \cdot 10^{-3}$ Å.-E.

Beim Übergang zur endlichen Dicke der emittierenden Schicht ändert sich die Verteilung (1) und wird nach MALINOWSKI durch folgende Reihenentwicklung dargestellt:

$$J'_{\lambda, l} = J_{\lambda_0} \cdot l \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda}\right)^2} \left[1 - \frac{k_{\lambda_0} \cdot l}{1 \cdot 2} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda}\right)^2} + \ldots\right], \tag{2}$$

wo k_{λ_0} den maximalen Absorptionskoeffizienten in der Absorptionslinie der Resonanzlampe bedeutet und l die Dicke der emittierenden Schicht ist. Der Faktor vor der Klammer ist die ideale Rayleigh'sche Verteilung, während die Klammer die Reihenentwicklung einer Korrektion im Falle der emittierenden Schichtdicke l enthält.

In aller Strenge müsste man für die Intensitätsverteilung der auf das Absorptionsgefäss auffallenden Linie die Verteilung (2) einsetzen. Im Falle dünner emittierender Schichten ist jedoch folgende Näherung vollständig ausreichend: Da die Verteilung (2) für kleine l sehr annähernd die Form einer Fehlerkurve besitzt, so können wir sie durch eine solche ersetzen, wobei die Halbwertbreite derselben nicht die Grösse $\Delta \lambda$, sondern den veränderten Wert aus Verteilung (2) haben soll. Die emittierende Schichtdicke beträgt für unseren Fall 0,5 cm. Aus einer graphischen Interpolation bei Aufzeichnung der Verteilung (2) ergab sich als

[1]) Lord RAYLEIGH, Phil. Mag. (5) **27**, p. 298, 1889.

[2]) Siehe p. 11.

Halbwertbreite derselben $1{,}35 \cdot 10^{-3}$ Å.-E.[1]), die Verbreiterung gegenüber der idealen Rayleigh-Verteilung (1) beträgt $0{,}25 \cdot 10^{-3}$ Å.-E. Wir können daher die Intensitätsverteilung in der Emissionslinie der primären Resonanzlampe in folgender Form schreiben:

$$J_\lambda = J_{\lambda_0} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda_1}\right)^2}, \tag{3}$$

wobei $\Delta \lambda_1 = 1{,}35 \cdot 10^{-3}$ Å.-E. ist.

Die Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten einer unendlich dünnen Schicht ist, da als alleinige wirksame verbreiternde Ursache der Doppler-Effekt in Frage kommt, durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$k_\lambda = k_{\lambda_0} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda}\right)^2}.$$

In der Formel bedeutet k_λ den Absorptionskoeffizienten der

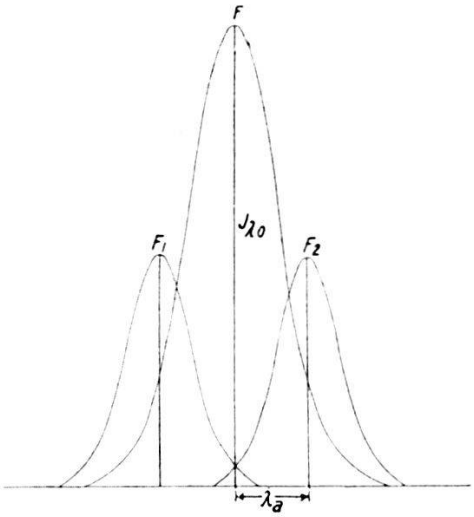

Fig. 14.

Wellenlänge λ, k_{λ_0} den maximalen Absorptionskoeffizienten in der Mitte der Linie, und $\Delta \lambda$ die Halbwertbreite durch Doppler-Effekt bei 20° C ($1{,}10 \cdot 10^{-3}$ Å.-E.). Im Longitudinaleffekt spaltet die Absorptionslinie in ein Dublett auf, wobei der Absorptionskoeffizient jeder der aufgespaltenen Linien in der Mitte den Wert $\frac{k_{\lambda_0}}{2}$ besitzt; an irgendeiner Stelle λ' ist derselbe gegeben durch:

$$k_{\lambda'} = \frac{k_{\lambda_0}}{2} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\lambda' - \lambda_0}{\Delta \lambda}\right)^2}. \tag{4}$$

[1]) Bei der quantitativen Berechnung der Verteilung der Intensität in der Linie nach Formel (2) wurde der Wert des maximalen Absorptionskoeffizienten k_{λ_0} von Malinowski zu 3,11 übernommen; da dieser Wert nicht vollkommen zuverlässig ist, so entsteht hierdurch eine kleine Ungenauigkeit in der Grösse der ermittelten Halbwertbreite $1{,}35 \cdot 10^{-3}$.

In Fig. 14 stellt die Fehlerkurve F die nach Formel (3) gezeichnete Emissionslinie dar, während F_1 und F_2 nach Formel (4) entstanden sind. (Die Ordinaten der Kurven F, sowie F_1 und F_2 sind in willkürlichem Masstab gezeichnet.) λ_a bedeutet die Aufspaltung der Absorptionslinie im Magnetfeld; sie ist in Fig. 14 als Entfernung der Maximalintensitäten von F_1 und F_2 angegeben.

Beziehen wir die Wellenlängenverteilung der Absorptionskoeffizienten der aufgespaltenen Linien auf den Koordinatenanfang der Emissionslinie F, indem wir $\lambda' = \lambda - \lambda_a$ setzen, so erhalten wir statt (4):

$$k_\lambda = \frac{k_{\lambda_0}}{2} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0 - \lambda_a}{\Delta \lambda}\right)^2}. \tag{5}$$

Beim Durchgang durch die absorbierende Schicht dl ist die Schwächung der Intensität J_λ durch die beiden absorbierenden Zeeman-Linien gleich:

$$d\,J_\lambda = J_\lambda \left(k_\lambda^{F_1} + k_\lambda^{F_2}\right) d\,l\,,$$

wobei mit $k_\lambda^{F_1}$ und $k_\lambda^{F_2}$ die Absorptionskoeffizienten der Zeeman-Komponenten F_1 und F_2 (Fig. 14) bezeichnet sein mögen, und zwar für die Wellenlänge λ der Emissionslinie. Die umständliche Rechnung mit zwei Absorptionslinien (F_1 und F_2) kann für unseren Fall sehr einfach dadurch umgangen werden, dass in der unendlich dünnen Schicht die beiden symmetrisch zur Emissionslinie aufgespaltenen, gleich intensiven Zeeman-Komponenten durch eine einzige Absorptionslinie ersetzt werden, deren Abstand von der Mitte der Emissionslinie λ_a ist und die für jede Wellenlänge λ den doppelten Absorptionskoeffizienten besitzt, wie jede der beiden absorbierenden Zeeman-Linien. Für die neu eingeführte Absorptionslinie ergibt sich an der Stelle λ der Absorptionskoeffizient aus dem Ausdruck (5) zu:

$$2\,k_\lambda = 2 \cdot \frac{k_{\lambda_0}}{2} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0 - \lambda_a}{\Delta \lambda}\right)^2}.$$

Hierdurch erhalten wir für die Schwächung der Intensität J_λ in der Schicht dl:

$$d\,J_\lambda = 2 \cdot k_\lambda \cdot J_\lambda \cdot d\,l = 2 \cdot \frac{k_{\lambda_0}}{2} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0 - \lambda_a}{\Delta \lambda}\right)^2} \cdot J_\lambda \cdot d\,l\,;$$

daraus folgt durch Integration, wenn J_λ^l die Intensität der Wellen-

länge λ bezeichnet, die nach dem Durchgang durch die Dicke l aus dem Absorptionsgefäss austritt:

$$J_\lambda^l = J_\lambda^0 \cdot e^{-2 \cdot k_\lambda \cdot l} = J_\lambda^0 \cdot e^{-l \cdot k_{\lambda_0} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0 - \lambda_a}{\Delta \lambda}\right)^2}},$$

dabei bedeutet J_λ^0 die Intensität der Wellenlänge λ für $l = 0$. Führt man statt J_λ^0 die Intensität $J_{\lambda_0}^0$ in der Mitte der auffallenden Linie ein, so ergibt sich:

$$J_\lambda^l = J_{\lambda_0}^0 \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda_1}\right)^2} \cdot e^{-l \cdot k_{\lambda_0} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0 - \lambda_a}{\Delta \lambda}\right)^2}}. \tag{6}$$

Die Gesamtintensität des durch die Schicht l hindurchgehenden Lichtes findet man hieraus:

$$J^l = \int_{-\infty}^{+\infty} J_\lambda^l \cdot d\lambda = J_{\lambda_0}^0 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda_1}\right)^2} \cdot e^{-l \cdot k_{\lambda_0} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_a - \lambda_0}{\Delta \lambda}\right)^2}} \cdot d\lambda. \tag{7}$$

Zur Auswertung des Integrales entwickelt man den zweiten Faktor unter dem Integralzeichen in eine Reihe:

$$e^{-l \cdot k_{\lambda_0} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0 - \lambda_a}{\Delta \lambda}\right)^2}} = 1 - \frac{k_{\lambda_0} \cdot l}{1!} e^{-\ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0 - \lambda_a}{\Delta \lambda}\right)^2} + \frac{k_{\lambda_0}^2 \cdot l^2}{2!} e^{-\ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0 - \lambda_a}{\Delta \lambda}\right)^2} \pm \ldots$$

Führen wir die Multiplikation in (7) aus und integrieren gliedweise, was wegen der gleichmässigen Konvergenz der Reihe der Exponentialfunktion erlaubt ist, so erhalten wir:

$$J_l = J_{\lambda_0}^0 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda_1}\right)^2} \cdot d\lambda - J_{\lambda_0}^0 \cdot \frac{k_{\lambda_0} \cdot l}{l!} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\ln 2 \left[\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda_1}\right)^2 + \left(\frac{\lambda - \lambda_0 - \lambda_a}{\Delta \lambda}\right)^2\right]} \cdot d\lambda + \ldots + J_{\lambda_0}^0 \frac{(-1)^n \cdot k_{\lambda_0}^n \cdot l^n}{n!} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\ln 2 \left[\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda_1}\right)^2 + n \left(\frac{\lambda - \lambda_0 - \lambda_a}{\Delta \lambda}\right)^2\right]} \cdot d\lambda.$$

Die Integrale lassen sich einzeln auf Laplace'sche Integrale reduzieren. Ihre Auswertung ergibt:

$$\left\{ J_l = J^0_{\lambda_0} \cdot \sqrt{\pi} \cdot \frac{\Delta \lambda_1}{\sqrt{\ln 2}} \left\{ 1 - \frac{k_{\lambda_0} \cdot l}{1\,! \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta \lambda_1}{\Delta \lambda}\right)^2}} \cdot e^{-\frac{\ln 2}{\Delta \lambda^2} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta \lambda_1}{\Delta \lambda}\right)^2} \cdot \lambda_a^2} \right.\right.$$

$$\left. + \ldots + \frac{(-1)^n \cdot k^n_{\lambda_0} \cdot l^n}{n\,! \sqrt{1 + n\left(\frac{\Delta \lambda_1}{\Delta \lambda}\right)^2}} \cdot e^{-\frac{n \cdot \ln 2}{\Delta \lambda^2} \cdot \frac{1}{1 + n\left(\frac{\Delta \lambda_1}{\Delta \lambda}\right)^2} \cdot \lambda_a^2} \cdot \right\}$$

Die Intensität des auf das Absorptionsgefäss auffallenden Lichtes ist gegeben durch:

$$J^0 = \int_{-\infty}^{+\infty} J^0_\lambda \cdot d\lambda = \int_{-\infty}^{+\infty} J^0_{\lambda_0} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda_1}\right)^2} \cdot d\lambda = J^0_{\lambda_0} \cdot \frac{\Delta \lambda_1}{\sqrt{\ln 2}} \cdot \sqrt{\pi}\,.$$

Das Verhältnis von durchgehendem zu einfallendem Licht ergibt sich daher zu:

$$\left\{ \frac{J^l}{J^0} = 1 - \frac{k_{\lambda_0} \cdot l}{1\,! \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta \lambda_1}{\Delta \lambda}\right)^2}} \cdot e^{-\frac{\ln 2}{\Delta \lambda^2} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta \lambda_1}{\Delta \lambda}\right)^2} \cdot \lambda_a^2} \right.$$

$$\left. + \ldots + \frac{(-1)^n \cdot k^n_{\lambda_0} \cdot l^n}{n\,! \sqrt{1 + n\left(\frac{\Delta \lambda_1}{\Delta \lambda}\right)^2}} \cdot e^{-n \cdot \frac{\ln 2}{\Delta \lambda^2} \cdot \frac{1}{1 + n\left(\frac{\Delta \lambda_1}{\Delta \lambda}\right)^2} \cdot \lambda_a^2} \cdot \right. \qquad (8)$$

Der Ausdruck (8) ist unsere Endformel für die selektive Absorption im Magnetfeld. Zur numerischen Berechnung sind alle Grössen bis auf den maximalen Absorptionskoeffizienten k_{λ_0} bekannt. Derselbe wurde von Malinowski durch Absorptionsmessungen in sehr dünnen Schichten bestimmt und ergab sich zu 3,11. Jedoch scheint uns dieser Wert aus mehreren Gründen nicht ganz zuverlässig. Durch die schon früher erwähnte Ungenauigkeit, dass für die auf das Absorptionsgefäss auffallende Linie die ideale Rayleigh'sche Intensitätsverteilung vorausgesetzt war, würden sich bei Malinowski die gemessenen Werte der Absorption mit einem kleineren k_{λ_0} darstellen lassen, als es der Wirklichkeit entspricht. Ein weiterer wichtiger Umstand, der möglicherweise zu einem grösseren Wert von k_{λ_0} führen kann und von Malinowski nicht berücksichtigt wurde, ist folgender: Bei Absorptionsmessungen von Resonanzstrahlung mit der Photozelle muss darauf sorgfältig geachtet werden, dass das Absorptions-

gefäss nicht nahe an die Photozelle zu liegen kommt, sonst gelangt ausser dem direkt durchgehenden Licht der Lichtquelle auch noch eine beträchtliche Menge zerstreuten Resonanzlichtes in die Zelle. Der prozentuale Beitrag hiervon zur Absorption berechnet sich in erster Näherung aus dem Verhältnis der Photozellenöffnung zur Kugeloberfläche $4r^2\pi$, wobei r die Entfernung zwischen Absorptionsgefäss und Photozelle bedeutet. Aus der Beschreibung und Skizze, die MALINOWSKI von seiner Versuchsanordnung gibt, geht wohl mit Sicherheit hervor, dass sein Absorptionsgefäss nur durch eine Blende von der photoelektrischen Zelle getrennt war, wobei die Entfernung Zelle—Absorptionsgefäss höchstens einige Zentimeter betragen konnte. Da in diesem Falle ein beträchtlicher Bruchteil des in der Photozelle gemessenen Intensitätswertes durch Zerstreuung im Absorptionsgefäss hervorgerufen wird, so ergeben sich für k_{λ_0} aus der MALINOWSKI'schen Rechnung durchwegs zu kleine Werte.

Neuere Bestimmungen von k_{λ_0} sind von W. ORTHMANN[1]) durchgeführt worden, und zwar für verschiedene Hg-Dampfdrucke. Für den Sättigungsdruck bei 20° C findet er $k_{\lambda_0} = 3{,}15$. In den ORTHMANN'schen Berechnungen der Absorption wird die Dicke der emittierenden Schicht nicht berücksichtigt. Allerdings besitzt die bei seinen Messungen verwendete Emissionslinie sehr annähernd die ideale Rayleigh'sche Verteilung der Intensität, da er mit Oberflächenresonanz arbeitet. Um die Frage zu entscheiden, ob bei ORTHMANN's Versuchen neben der Absorption noch die Zerstreuung in Frage kommt, müsste man in seiner Anordnung die Entfernung zwischen Absorptionsgefäss und derjenigen Linse, die das Licht auf die Photozelle fokussiert, genau kennen. Da ORTHMANN hierüber keine Angaben macht, so können natürlich seine k_{λ_0}-Bestimmungen nicht von vornherein als ungenau angesehen werden. Wir weisen jedoch darauf hin, dass hier jedenfalls die Möglichkeit einer Fehlerquelle bestehen kann, die in der Arbeit scheinbar nicht berücksichtigt wurde.

Den sichersten Weg, zu einem zuverlässigen Wert des maximalen Absorptionskoeffizienten k_{λ_0} zu gelangen, bieten nach alledem die von uns selbst durchgeführten Absorptionsmessungen. Die Entfernung zwischen Absorptionsgefäss A und Linse L_3 (Fig. 3) beträgt in unserer Versuchsanordnung 50 cm, der Durchmesser der Linse 4 cm. Daher gelangt vom Absorptionsgefäss weniger als 1 Promille der absorbierten Energie als zerstreutes Licht in die Photozelle. Zur Berechnung von k_{λ_0} setzen wir in Formel (8)

[1]) W. ORTHMANN, Ann. d. Phys. **78**, p. 601, 1925.

die Aufspaltung $\lambda_a = 0$, betrachten daher die Absorption im Felde Null. Hierfür ergibt sich folgender Ausdruck[1]):

$$\frac{J}{J_0} = 1 - \frac{k_{\lambda_0} \cdot l}{1! \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta \lambda_1}{\Delta \lambda}\right)^2}} + \ldots + \frac{(-1)^n \cdot k_{\lambda_0}^n \cdot l^n}{n! \sqrt{1 + n \left(\frac{\Delta \lambda_1}{\Delta \lambda}\right)^2}} \cdot \qquad (9)$$

Für unsern Fall ist:

$$\Delta \lambda_1 = 1{,}35 \cdot 10^{-3} \text{ Å.-E.}$$
$$\Delta \lambda = 1{,}10 \cdot 10^{-3} \text{ Å.-E.}$$

Die gemessene Absorption in einem Gefäss von 1,1 cm Länge beträgt 83,0%. Man sucht daher aus Formel (7) einen Wert von k_{λ_0} zu bestimmen, der zum experimentellen Betrag von 83,0% führt. Wegen der langsamen Konvergenz muss die Reihe hierbei bis zum 13. Gliede fortgesetzt werden. Um schneller zum Ziele zu gelangen, wurde als erstes die Absorption mit dem Malinowskischen Wert von $k_{\lambda_0} = 3{,}11$ berechnet. Es ergab sich hierfür 79,4%, während das Experiment, wie erwähnt, 83,0% ergibt. Durch stufenweise Vergrösserung von k_{λ_0} gelangten wir schliesslich zum Wert 82,6 für die Absorption, der mit dem experimentellen Betrag eine innerhalb der Messfehler genügende Übereinstimmung darstellt. Hierbei ergibt sich für den Wert von k_{λ_0} 3,77 (also wesentlich grösser als der Malinowski'sche sowie auch der Orthmannsche Wert.)

Vermittelst dieses Wertes von k_{λ_0} kann nun die Absorption der Resonanzstrahlung im Magnetfeld nach Formel (8) berechnet werden; für kleinere Aufspaltungen wurden 13 Glieder der Reihe (8) berechnet.

Tabelle 8.

H	λ_a	j^l	$j^{l'}$	$j^{l''}$
0	0	17,0	17,44	20,86
111	0,0005	18,0	20,53	—
177	0,0008	19,5	25,54	—
250	0,00125	23,0	32,63	36,20
333	0,0015	32,5	42,05	46,18
444	0,0020	37,0	57,08	60,19
750	0,00375	56,0	89,57	90,23

[1]) Derselbe ist auch schon von W. Orthmann a. a. O. in anderem Zusammenhang abgeleitet worden.

Die Tab. 8 enthält in der ersten Kolonne die magnetischen Feldstärken H in Gauss, in der zweiten die hierzu berechneten Aufspaltungen in Å.-E.; in den beiden folgenden Kolonnen sind die beobachteten Werte I^l aus Kurve IV sowie die mit $k_{\lambda_0} = 3{,}77$ berechneten theoretischen Werte $I^{l'}$ angegeben. Schliesslich enthält die letzte Kolonne die theoretischen Werte $I^{l''}$, die mit dem Malinowski'schen Absorptionskoeffizienten 3,11 gewonnen sind.

Graphisch aufgetragen in Fig. 15 ergeben die Werte die Kurven IV_b, IV_{th} und IV'_{th}. Aus Fig. 15 ist deutlich ersichtlich, dass der experimentelle Abfall der Absorption tatsächlich schon in einem Wellenlängengebiet stattfindet, das sich qualitativ aus der Verstimmung zweier Doppler-Kurven gewinnen lässt. Jedoch ist die theoretische Kurve IV sehr viel steiler als die experimentell gemessene, wobei die Abweichungen um so grösser werden, je mehr man sich der Stelle des ersten Maximums in Kurve IV nähert. Die berechnete Kurve VI'_{th}, die mit $k_{\lambda_0} = 3{,}11$ erhalten wurde, zeigt — wie erwartet — eine noch schlechtere Übereinstimmung als IV_{th}. Jedoch sind die Unterschiede zwischen beiden sehr gering und nur am Anfang der Kurven von Bedeutung.

Ein direkter Vergleich unserer Ergebnisse mit denjenigen von Malinowski lässt sich wegen der beträchtlichen Verschiedenheit der absorbierenden Schichtdicke, die bei Malinowski 1,8 cm betrug, nicht durchführen. Die Diskrepanz zwischen theoretischer und experimenteller Kurve findet sich auch in seinen Untersuchungen; doch ist der Unterschied hierbei nicht so bedeutend als in unserem Fall, was vielleicht darauf zurückzuführen ist, dass er — wie erwähnt — ausser der direkten, durchgehenden Intensität auch noch Resonanzlicht durch Zerstreuung im Absorptionsgefäss mitgemessen hat. Jedenfalls können wir sowohl aus den Malinowski'schen wie aus unseren Ergebnissen schliessen, dass man unter den gemachten Voraussetzungen mit der Doppler-Verbreiterung allein zu keiner exakten Darstellung der Intensitätsverteilung im ersten Anstieg der Kurve IV gelangt. Dasselbe Verhalten findet sich für den Fall der Kurve I wieder, die den Abfall der emittierten Intensität der Resonanzstrahlung im Magnetfeld darstellt. Ein Vergleich zwischen Theorie und Experiment lässt sich hierbei aus den berechneten Werten von Kurve IV_{th} gewinnen, da diese für den Fall der Entstehung von Kurve I Gültigkeit besitzen.

In der Tab. 9 sind in der ersten Kolonne die magnetischen Feldstärken, in der zweiten die Aufspaltungen in Å.-E., in der dritten die beobachteten Werte der Kurve I_b und in der letzten die theoretischen Werte I_{th} dargestellt. Dieselben sind auf die

Weise ermittelt, dass man in Kurve IV die im Felde Null berechnete Absorption von 82,6% gleich 100 setzt und alle anderen Werte der Kurve IV_{th} im Verhältnis 100 : 82,6 vergrössert.

Tabelle 9.

H	λ_a	I_b	I_{th}
0	0	100	100
111	0,0005	97,5	96,25
177	0,0008	96,0	90,19
250	0,00125	93,0	81,61
333	0,0015	88,0	70,19
444	0,0020	76,5	51,98
750	0,00375	45,5	12,63

Die Abweichung der in Fig. 16 wiedergegebenen beobachteten Kurve I_b von der theoretischen I_{th} liegt in derselben Richtung wie für den Fall der Kurve IV. Der Abfall der Resonanzstrahlung

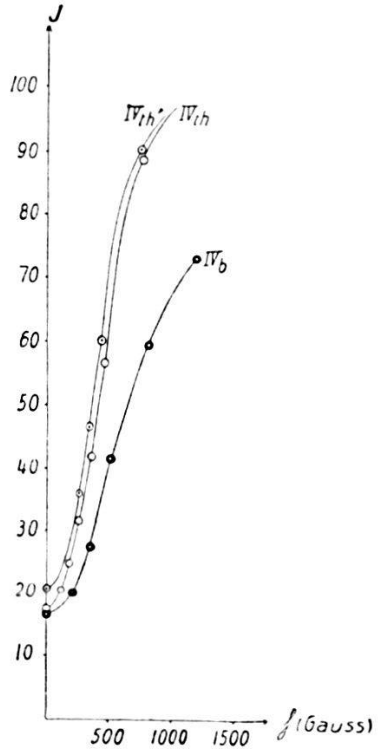

Fig. 15.

müsste nach der Theorie steiler erfolgen, als er in Wirklichkeit gefunden wird.

Da der Verlauf der experimentellen Kurven I_b (Fig. 16) und IV_b (Fig. 15) grösseren Linienbreiten entspricht als die Breite der betrachteten Doppler-Kurven, so muss man sich fragen, ob ausser dem Doppler-Effekt eventuell noch weitere verbreiternde

Ursachen beim Zustandekommen der Kurven wirksam sind. In einer kürzlich erschienenen Arbeit von W. SCHÜTZ[1]) wurde das Problem der Verbreiterung der D-Linien des Natriums bei sehr geringen Dampfdrucken eingehend untersucht. Nach SCHÜTZ ist eine Mindestdampfdichte des Natriums vorhanden, bei der die Linienbreite von der Dampfdichte unabhängig wird. Für den Fall der Hg-Resonanzlinie ergibt sich aus einer Abschätzung von SCHÜTZ eine Mindestdampfdichte, die grössenordnungsmässig im selben Gebiet liegt wie die bei unseren Versuchen verwendete. Da jedoch

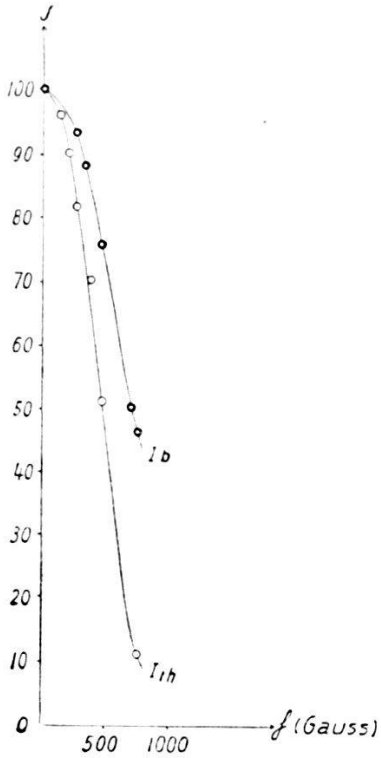

Fig. 16.

das Verbreiterungsgesetz durch Dampfdichteerhöhung noch gar nicht bekannt ist, so ist eine Berücksichtigung der Schütz'schen Kopplungsbreite in unseren Rechnungen unmöglich. Übrigens kann wohl mit Sicherheit angenommen werden, dass die Wirkung der Kopplungsverbreiterung in der Umgebung der Linienmitte neben derjenigen durch Doppler-Effekt bei den sehr geringen Dampfdrucken in der Wood'schen Resonanzlampe nur eine sehr geringe sein kann. Daher ist wohl sehr fraglich, ob dieselbe ausreichen könnte, um eine befriedigende Übereinstimmung zwischen den theoretischen und experimentellen Kurven herzustellen.

Weiterhin könnte an die Möglichkeit gedacht werden, dass die Ursache der eben besprochenen Abweichungen irgendwie mit

[1]) W. SCHÜTZ, Zeitschr. f. Phys. **45**, p. 30, 1927. Bei den Messungen ist der Einfluss des Dopplereffekts eliminiert.

dem anormalen Verhalten der Intensität an den Stellen der Minima in der Kurve II (Fig. 9) zusammenhängt. Eine Erklärung in diesem Sinne wäre, dass die Intensität zwischen den fünf Komponenten der Linie nicht verschwindet, sondern sich noch schwächere Trabanten der Hauptlinien (eventuell ein kontinuierlicher Grund) vorfinden, die bei den Untersuchungen von Wood in der Emissionslinie des Bogens von den stark verbreiterten Hauptlinien überdeckt worden sind und in Absorption nicht mehr aufgelöst werden konnten. Zur eventuellen Aufklärung dieser Fragen ist eine Fortsetzung der experimentellen Untersuchungen in der Richtung beabsichtigt, den genauen Verlauf der Resonanzkurven für sehr niedrige Hg-Dampfdrucke aufzunehmen.

Schliesslich liegt eine Erklärungsmöglichkeit darin, dass die Aufspaltung der Komponenten bei allen 5 Linien nicht die gleiche sei. Es müsste sich hierbei um eine recht grosse Verschiedenheit in der Zeeman-Aufspaltung handeln, damit das Verhalten der Intensität an den Stellen der Minima in Kurve II verständlich wird. Damit scheint uns unvereinbar, dass sich Lage und Intensität der Maxima in Kurve II so befriedigend aus der Gültigkeit der Aufspaltung $\frac{3}{2}\,a$ für alle 5 Komponenten ergeben haben. Auch stünde dies mit dem spektroskopischen Befund von Mac Nair[1]) nicht in Einklang, der für den Fall der σ-Komponenten bei allen Linien die gleiche Aufspaltung findet.[2])

7. *Zusammenfassung der Resultate.*

1. Die Aufnahme der Intensität der sekundären Resonanzstrahlung des Hg-Dampfes als Funktion der magnetischen Feldstärke führt zu einer Art optischer Resonanzkurve, deren Zustandekommen sich aus einem Feinstrukturbild erklären lässt, das mit Wood's Untersuchungen am Hg-Bogen befriedigende Übereinstimmung zeigt.

2. An den Stellen minimaler Energieemission der Resonanzstrahlung im Magnetfeld ergibt die Beobachtung durchwegs grössere Werte der Intensität, als sich aus dem Wood'schen

[1]) Proceed. of Nat. Ac. **13**, p. 430, 1927.

[2]) Allerdings steht hierbei nicht fest, ob die Grösse der Aufspaltung im durchgemessenen Feldbereich exakt den Wert $\frac{3}{2}\,a$ besitzt. Hr. Prof. E. Back hatte die Freundlichkeit, für uns den Zeemaneffekt der Quecksilberresonanzlinie in einem Felde von 39 500 Gauss mit dem Tübinger Konkavgitter zu untersuchen, wofür wir ihm auch an dieser Stelle herzlichst danken. Die Messung ergab eine Abweichung von 6 Proz. von der Aufspaltung $\frac{3}{2}\,a$ (Grund unbekannt). Wenn man die Gültigkeit dieser Abweichung von 6 Proz. auf die von uns verwendeten Feldstärken überträgt, so lässt sich leicht einsehen, dass sich dadurch zwar eine kleine Zunahme der Intensität an den Stellen der Minima in Kurve II ergibt, deren Betrag ist jedoch viel zu gering, um die gefundenen Werte, die noch 20 bis 50 Proz. von der Intensität im Felde Null betragen, erklären zu wollen.

Feinstrukturbilde unter der Annahme des Doppler-Effektes als alleinige verbreiternde Ursache der Linie ergeben müsste.

3. Aus dem Verlauf der Resonanzkurve lässt sich bezüglich der magnetischen Zerlegung des Feinstrukturbildes im longitudinalen Zeeman-Effekt folgern, dass die Aufspaltung $\frac{3}{2}\,a$ für alle Komponenten der Resonanzlinie Gültigkeit besitzt, ohne dass im durchgemessenen Feldbereich von Null bis mindestens 13 000 Gauss eine dem Paschen-Back-Effekt analoge Umwandlung stattfindet.

4. Zwei Versuchsreihen in Absorption bestätigen die Gleichheit der Struktur von Emissions- und Absorptionslinie in der Resonanzlampe.

5. Durch Absorptionsmessungen in einer Schicht von 4,2 mm Länge wird gezeigt, dass im longitudinalen Zeeman-Effekt in einem Felde von 17 000 Gauss keine messbare Absorption der Resonanzstrahlung stattfindet. Da der genannten Feldstärke eine Änderung der Wellenlänge von 0,076 Å.-E. entspricht, so folgt hieraus, dass die gesamte wirksame Breite der Absorptionslinie (unter den gewählten Versuchsbedingungen) innerhalb dieses Wellenlängengebietes liegt.

6. Die quantitative Auswertung der Resonanzkurven bei kleinen magnetischen Aufspaltungen führt zum Resultat, dass die Annahme des Doppler-Effektes als alleinige Ursache der Verbreiterung, der die Linie in der Resonanzlampe unterworfen ist, zwar eine qualitative, aber keine exakte Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ergibt.

7. Aus Absorptionsmessungen in einer Schicht von 1,1 cm Länge wird eine Bestimmung des maximalen Absorptionskoeffizienten k_{λ_0} bei 0,0013 mm Druck des Hg-Dampfes durchgeführt und der Wert zu 3,77 ermittelt.[1])

[1]) Anmerkung bei der Korrektur: In einer Untersuchung von P. Kunze Ann. d. Phys. **85**, p. 1013, 1928, die nach Abschluss unserer Arbeit erschienen ist, wurde eine Präzisionsbestimmung von k_{λ_0} durchgeführt. Kunze findet aus Messungen der Gesamtabsorption in einer Schicht von 3 mm einen Wert für k_{λ_0} (20° C.) von $5{,}78 \pm 0{,}13$. Gegenüber unseren Versuchen hat Kunze den grossen Vorteil, dass er in einer sehr dünnen Schicht die Messungen durchführt, wobei der Wert von k_{λ_0} ausserordentlich stark von der gefundenen Gesamtabsorption abhängt; hingegen ist dies in einer Schicht von 1,1 cm so wenig der Fall, dass schon einige Prozent Fehler in der gemessenen Gesamtabsorption zu einem kolossalen Fehler in der Bestimmung von k_{λ_0} führen. Unsere Versuchsbedingungen, die für Untersuchungen der Absorption im Magnetfeld passend gewählt werden mussten, sind daher für eine exakte Bestimmung von k_{λ_0} durchaus ungeeignet (man müsste hierzu die Gesamtabsorption ausserordentlich genau messen können) und wurden nur als Nebenuntersuchung zu diesem Zweck verwendet, da die von uns gefundene Absorption (vgl. Tabelle 8) im Magnetfeld Null bei Verwendung des von Malinowski und Orthmann bestimmten Wertes von k_{λ_0} sich nicht richtig theoretisch berechnen liess.

II. Der Stark-Effekt an der Quecksilberresonanzlinie.

1. Einleitung.

Der experimentelle Nachweis der Existenz einer elektrischen Aufspaltung an den Resonanzlinien der höheren Atome ist im allgemeinen ein aussergewöhnlich schwieriges Problem der spektroskopischen Messkunst. Bis heute ist dies auf direktem Wege überhaupt nur in einem einzigen Fall gelungen, nämlich an den *D*-Linien des Natriums.[1]) Der Grund hierfür liegt bekanntlich darin, dass die genannten Linien Termübergängen entsprechen, die durch elektrische Felder nur ausserordentlich wenig beeinflussbar sind. Ganz im Gegensatz hierzu verhalten sich die Terme des Wasserstoffatoms, die im äusseren elektrischen Feld eine durchgreifende Änderung erfahren, was bekanntlich eine sehr weitgehende Aufspaltung der *H*-Linien zur Folge hat. Diese Ausnahmestellung des *H*-Atoms hängt mit der Entartung der Bahn des Leuchtelektrons im feldlosen Zustand zusammen. Berücksichtigt man die relativistische Feinstruktur der Wasserstoffterme, so zeigen sich im Stark-Effekt wesentlich andere Gesetzmässigkeiten, da in diesem Fall im feldfreien Zustand ein neuer Bahntypus (Periheldrehung der Ellipse) vorliegt. Bei Anwendung genügend grosser Feldstärken sind jedoch die Aufspaltungen der Terme gross gegenüber der Feinstruktur, so dass man von letzterer vollständig absehen kann. Die Bahn des Leuchtelektrons ist dann vom Dipolcharakter und besitzt im elektrischen Feld eine gewisse potentielle Energie. Hieraus resultieren bekanntlich Aufspaltungen, die proportional der ersten Potenz der elektrischen Feldstärke ($\mathfrak{E}$) sind.[2]) Beim nicht relativistischen H-Atom haben wir es also mit einer linearen Stark-Effektaufspaltung zu tun.

Für den Fall der Resonanzlinien der höheren Atome liegen die Verhältnisse wesentlich anders. Hier kommt bei der angeregten

---

[1]) R. Ladenburg, Phys. Zeitschr. **22**, p. 549, 1921; Zeitschr. f. Phys. **28**, p. 51, 1924. — H. Kopfermann u. R. Ladenburg, Annal. d. Phys. **78**, p. 675, 1925; Sitzungsberichte der Preuss. Akad. d. Wiss., p. 420, 1925. — R. Ladenburg konnte bei einem Na-Dampfdruck von 10^{-5} mm in einem Felde von 160,000 Volt/cm mit einer Lummer-Gehrcke-Platte eine Rotverschiebung von 0,02 .E. okular feststellen.

[2]) K. Schwarzschild, Berl. Ber. **1916**, p. 548. — P. S. Epstein, Phys. Zeitschr. **17**, p. 48, 1916; Annal. d. Phys. **50**, p. 489, 1916.

Bahn, die bei Emission der Resonanzlinie in Frage steht, ausser dem äusseren Feld noch die Störung durch das Rumpffeld hinzu. Wird insbesondere die Störung von einer Zentralkraft herrührend angenommen, so entsteht aus der Dipolbahn eine Quadrupolbahn (Rosettenbewegung), die im „homogenen" elektrischen Feld in erster Näherung überhaupt keine potentielle Energie besitzt. Aus diesem Grunde erfährt die Bahn in erster Ordnung überhaupt keine Änderung im Feld. Erst in zweiter Ordnung resultiert eine dem Quadrat der Feldstärke proportionale Verschiebung der Linie (sowie eine Aufspaltung in polarisierte Komponenten). Der quadratische Effekt rührt von dem durch das äussere Feld induzierten Dipolmoment (Polarisierbarkeit) des Atoms her. Da dieses im allgemeinen von der Orientierung des Atoms zur Feldrichtung abhängen wird, so wirkt im Felde auf das Atom ein Drehmoment, welches eine Präzession der Impulsachse um die Feldrichtung mit einer zu $\mathfrak{E}^2$ proportionalen Umlaufsfrequenz zur Folge hat. Dem entspricht korrespondenzmässig eine Aufspaltung der Linie in polarisierte Komponenten. Die Festlegung der quantenmässig erlaubten Orientierungen zum Feld geschieht — ähnlich wie im magnetischen Fall — vermittelst der Quantenzahl „m" der Impulskomponente parallel der Feldrichtung. Hierbei muss auf Grund des Adiabatenprinzips „m" im elektrischen Feld für jeden Term des ungestörten Atoms dieselben Werte annehmen können wie im Magnetfeld. Kennt man daher das Aufspaltungsschema im Zeeman-Effekt der Linie, so kann man die zu erwartende Zerlegung im elektrischen Feld angeben. Im Falle eines einfachen Zeemantypus besteht demgemäss auch die Stark-Effektaufspaltung nur aus wenigen Komponenten. Ein sehr wesentlicher Unterschied gegenüber der magnetischen Aufspaltung ergibt sich daraus, dass im elektrischen Feld die Energie des Atoms für entgegengesetzte Lagen seiner Impulsachse genaue die gleiche ist (was im Magnetfeld nicht zutrifft). Kehrt man nämlich die Geschwindigkeitsrichtungen aller Elektronen um, so bleiben im elektrischen Feld Energie und Kräfte die gleichen, was zur Folge hat, dass rechts und links zirkulare Komponenten stets die gleiche Wellenlänge haben.

Das Problem des quadratischen Stark-Effekts ist zum erstenmal von H. A. Kramers[1]) behandelt worden, und zwar für die elektrische Aufspaltung der relativistischen Feinstrukturterme des H-Atoms. Für den Fall der Alkalien hat bald darauf R. Becker[2]) eine Theorie des quadratischen Stark-Effekts entwickelt, die

[1]) H. A. Kramers, Zeitschr. f. Phys. **3**, p. 199, 1920.
[2]) R. Becker, Zeitschr. f. Phys. **9**, p. 322, 1922.

durch W. Thomas[1]) wesentlich verbessert und erweitert worden ist. Auf Grund der Wellenmechanik ist die Frage von A. Unsöld[2]) diskutiert worden; jedoch beschränkt sich die Unsöld'sche Rechnung nur auf den Fall, dass die Aufspaltung im Felde gross gegenüber der Multiplettstruktur der Terme ist, was bei den Aufspaltungen der Resonanzlinien im elektrischen Feld experimentell nicht realisiert werden kann.

Der grösste Teil der bisher vorliegenden Beobachtungen über den Stark-Effekt ist an Emissionslinien im Kanalstrahlrohr gewonnen worden. In vielen Fällen, besonders bei extrem kleinen Aufspaltungen, wird auch die sogenannte Absorptionsmethode verwendet. Das Prinzipielle an der Absorptionsmethode besteht bekanntlich darin, dass man in einem Gefäss einen so geringen Druck erzeugt, dass dieser zwar zum Nachweis der Absorption ausreicht, aber doch so niedrig ist, dass man zwischen zwei im kleinen Abstand befindlichen parallelen Platten hohe Spannungen anlegen kann. Der Grund, weshalb diese Methode bis zur Zeit nur in ganz wenigen Fällen angewendet wurde, rührt daher, dass sie überhaupt nur bei Linien in Frage kommt, die stark absorbiert werden. Ihre Anwendbarkeit beschränkt sich also nur auf die ersten Glieder der Absorptionsserien. Nun zeigen aber, wie wir gesehen haben, gerade diese Linien im elektrischen Feld ausserordentlich kleine Aufspaltungen, so dass in manchen Fällen selbst die besten spektroskopischen Hilfsmittel zu ihrem Nachweis nicht ausreichen. — Während bei den *D*-Linien des Natriums die Aufspaltung im quadratischen Stark-Effekt der spektroskopischen Absorptionsmethode eben noch zugänglich ist, stehen die Verhältnisse bei der Hg-Resonanzlinie 2536,7 Å.-E. diesbezüglich viel schlimmer. Dies beweist eine Untersuchung von Paschen und Gerlach.[3]); die Autoren benutzen im wesentlichen die gleiche Resonanzkurvenmethode, die sich im ersten Teil unserer Arbeit beschrieben findet, und zwar erreichten sie damit eine weit über die Grenze spektroskopischer Auflösung hinausreichende Empfindlichkeit. Paschen und Gerlach hätten nach dieser Methode noch eine Verschiebung der Resonanzlinie von $4 \cdot 10^{-5}$ Å.-E. feststellen können.

Trotzdem zeigte sich in einem elektrischen Feld von 14500 Volt/cm nicht die geringste Wellenlängenänderung. Die Aufspaltung der Linie im angegebenen Feld muss daher, wenn sie überhaupt vorhanden sein soll, noch kleiner als $4 \cdot 10^{-5}$ Å.-E. sein.

---

[1]) W. Thomas, Zeitschr. f. Phys. **34**, p. 586, 1925.

[2]) A. Unsöld, Annal. d. Phys. **82**, p. 355, 1927.

[3]) F. Paschen u. W. Gerlach, Phys. Zeitschr. **15**, p. 489, 1914.

In neuerer Zeit ist es W. HANLE[1]) gelungen zu zeigen, dass die Polarisation der Hg-Resonanzstrahlung im elektrischen Feld Änderungen erfährt, die sich auf Grund eines Stark-Effekts der Linie 2537 Å.-E. deuten lassen. Es muss jedoch hinzugefügt werden, dass die quantitativen Angaben von HANLE über die Grösse der Aufspaltung mit einiger Reserve aufzunehmen sind, da er diese nicht direkt gemessen hat, sondern aus einer klassischen Formel berechnet, die von VOIGT[2]) für den Fall des anharmonischen Oszillators im elektrischen Feld entwickelt worden ist. Die Formel verbindet die von HANLE geschätzte Elliptizität mit der Aufspaltung im elektrischen Feld ($\operatorname{tg} \delta = \frac{\Delta}{k}$, wo δ die Elliptizität, Δ die Aufspaltung und k die Dämpfungskonstante bedeuten). Darnach ergab sich bei einer Feldstärke von 20000 Volt/cm eine Aufspaltung von etwa $1 \cdot 10^{-5}$ Å.-E.

Der Zweck der folgenden Untersuchungen besteht in erster Linie darin, einen ganz direkten experimentellen Beweis für die Existenz der Stark-Effektaufspaltung der Hg-Resonanzlinie zu erbringen und weiterhin Methoden auszuarbeiten, die möglichst weitgehende Schlüsse über der bei der Aufspaltung auftretenden Polarisationen und Linienverschiebungen ermöglichen. Wegen der ausserordentlichen Kleinheit des zu erwartenden Stark-Effekts musste als erstes die äusserste Grenze der Leistungsfähigkeit der von uns angewendeten Resonanzkurvenmethode untersucht werden. Zu diesem Zweck wurde eine Anordnung geschaffen, deren Empfindlichkeit sich aus den noch beobachtbaren Zeeman-Aufspaltungen in sehr kleinen magnetischen Feldern beurteilen liess.

2. *Direkter Nachweis sehr geringer Zeeman-Aufspaltungen.*

Schon im ersten Teil unserer Arbeit zeigte sich bei Besprechung der Versuche auf S. 40, dass die Resonanzkurvenmethode in gewissen Fällen sehr vorteilhaft dazu verwendet werden kann, um spektroskopisch unmessbar kleine Wellenlängenänderungen im Magnetfeld nachzuweisen. Voraussetzung hierfür ist, dass die zur Verwendung gelangende Emissions- und Absorptionslinie grosse spektrale Schärfe besitzen muss und weiterhin, dass man sich in einem möglichst steilen Teil der Resonanzkurve bewegt. (Im Felde Null ist im allgemeinen, wie Kurve I (S. 40) und Kurve IV (S. 49) beweisen, die Steilheit der Resonanzkurve bei weitem nicht so gross, wie in einem Gebiet um 200—700 Gauss.) Aus

[1]) W. HANLE, Zeitschr. f. Phys. **35**, p. 346, 1926.

[2]) Siehe W. VOIGT, Magneto- und Elektrooptik, Leipzig 1908.

diesem Grunde wurden die folgenden Untersuchungen auf die Weise durchgeführt, dass als erstes durch ein passendes Magnetfeld Emissions- und Absorptionslinie eine gegenseitige Verschiebung von der erwünschten Grösse erhielten und dann erst sekundär diesem dauernd anliegenden Feld die zu messende kleine Verstimmung überlagert wurde.

Zur Erreichung einer grossen Empfindlichkeit ist ein weiterer sehr wesentlicher Punkt, dass man mit einer möglichst intensiven Lichtquelle die Versuche durchführt. Denn die absolute Grösse der beobachteten Änderung, die letzten Endes auf den gemessenen Wert des Galvanometerausschlages herausläuft, ist direkt proportional mit dem Absolutwert der auf die Photozelle auffallenden Lichtintensität. Die Methode wird daher bei sonst gegebenen Bedingungen durch Steigerung der primären Lichtstärke an Empfindlichkeit zunehmen. Die experimentelle Verwirklichung einer grossen Primärintensität scheint jedoch in unserer Anordnung auf den ersten Blick auf unüberwindliche Schwierigkeiten zu stossen. Erstens müsste diese, damit man sie überhaupt zur Erhöhung der Empfindlichkeit verwenden kann, prozentual viel geringere Intensitätsschwankungen zeigen, als eine kleinere Primärlichtstärke, da ja sonst die Schwankungen die Intensitätsänderung im Magnetfeld vollkommen überdecken können. Nun sind aber die relativen Schwankungen der von einer Resonanzlampe emittierten Strahlung streng proportional derjenigen der erregenden Bogenlampe, und sie bleiben daher bei einer beliebigen Intensität der Lichtquelle prozentisch genau gleich gross. Tatsächlich ist auch für jede Anordnung durch diese unvermeidlichen Schwankungen der Lichtintensität der Empfindlichkeit der Methode eine bestimmte obere Grenze gesetzt.

Ein zweiter wesentlicher Punkt ist, dass in der von uns verwendeten Verstärkeranordnung nur in einem bestimmten abgegrenzten Intervall zwischen Lichtintensität und verstärktem Photostrom genügende Proportionalität besteht; man kann daher bei allzu grossen auf die Photozelle auffallenden Intensitäten keine quantitativen Messungen ausführen.

Die beiden genannten Schwierigkeiten konnten nun auf sehr einfache Weise umgangen werden. Hierzu wurde die grosse Primärintensität der Wood'schen Resonanzlampe durch ein passendes Absorptionsrohr geleitet, so dass die in die Photozelle gelangende Resonanzstrahlung sehr geringe Intensität hatte und diese in den Proportionalitätsbereich der Verstärkeranordnung fiel. Die Primärintensität von 2537 liess sich hierbei prinzipiell beliebig steigern, da sie durch ein Absorptionsrohr passender Länge ver-

schluckt werden konnte und nicht direkt auf die Photozelle einwirkte.

Bei Beschreibung der Versuche wollen wir nicht auf alle Einzelheiten und die vielen experimentellen Schwierigkeiten eingehen, die zu überwinden waren, sondern uns nur auf das Wesentliche beschränken. Die verwendeten Apparate sowie das Prinzipielle an der experimentellen Anordnung war im allgemeinen genau gleich wie bei den Versuchen im I. Teil unserer Abhandlung.

In Fig. 17 ist die Anordnung schematisch wiedergegeben. Q ist die erregende, wassergekühlte Quarzquecksilberlampe, R die

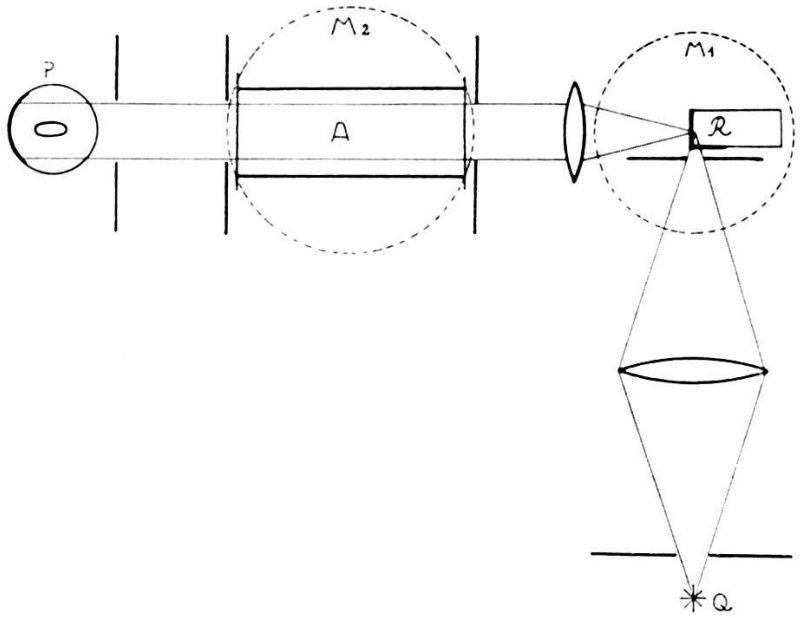

Fig. 17.

Wood'sche Resonanzlampe, die Hg-Dampf von Zimmertemperatur enthält; A ein Absorptionsrohr, dessen Länge zwischen 5—12 cm variierte und in dessen Innerem sich Hg-Dampf von 0,001 mm Druck befand, P die photoelektrische Zelle, die zur Messung der Photoströme mit der auf S. 29—37 beschriebenen Verstärkeranordnung in Verbindung stand. Die Absorption der von R ausgehenden Resonanzstrahlung betrug in den Absorptionsgefässen A 97—99%, so dass der in der Photozelle gemessene Resonanzausschlag ohne Magnetfeld sehr gering war. An R und A konnten die zur Beobachtungsrichtung transversalen Magnetfelder M_1 und M_2 angelegt werden. Wurde das Feld M_1 eingeschaltet, so trat infolge Aufspaltung der Emissionslinie eine Verminderung der absorbierten Energie in A ein, und die in der Photozelle gemessene Intensität zeigte dementsprechend eine Zunahme an. (Das Magnetfeld M_1 bewirkt auf diese Weise ein Arbeiten auf

dem steilen Teil der Resonanzkurve.) Die zu messende kleine magnetische Verstimmung wurde nun 1. entweder durch Anlegen eines kleinen Zusatzfeldes zu M_1 hergestellt oder 2. durch Einschalten des transversalen Magnetfeldes M_2 bewirkt. Es war als erstes zu untersuchen, ob Methode 1 oder Methode 2 empfindlicher für den Nachweis geringer Wellenlängenänderungen im Magnetfeld ist. Das Experiment spricht eindeutig zugunsten von Methode 1; dies lässt sich auch — wie wir noch später bei Besprechung des Stark-Effekts sehen werden — aus dem Verhalten der Resonanzlampe im Magnetfeld bei Bestrahlung mit der verbreiterten Linie 2537 des Hg-Bogens verstehen.

Wurde das Feld an A angelegt, so konnten tatsächlich nur Zeeman-Effekte von einigen 10 Gauss nachgewiesen werden, was in unserer Anordnung einer recht kleinen Empfindlichkeit entsprach. Es sei hier noch kurz erwähnt, dass wir bei dieser Gelegenheit auch versucht haben, den Stark-Effekt in Absorption nachzuweisen, indem wir an Stelle von M_2 ein elektrisches Feld an das Absorptionsgefäss angelegt haben. Die elektrische Feldstärke im Gefäss betrug 40000—60000 Volt/cm. Wurde dieses Feld an Stelle von M_2 in der angegebenen Anordnung an A angelegt, so konnte nicht eine Spur einer Intensitätsänderung festgestellt werden. Aus diesem Grunde wurden weitere Versuche in Absorption unterlassen.

Die günstigsten Resultate erhielten wir in dieser Anordnung bei folgenden Versuchsbedingungen: Länge des Absorptionsgefässes 8 cm, primär angelegtes Magnetfeld M_1 an R 211 Gauss (dies bewirkt eine Aufspaltung der Emissionslinie 2537 von $9{,}5 \cdot 10^{-4}$ Å.-E.). Wurde nun ein Zusatzfeld von 5 Gauss an die Resonanzlampe angelegt, so konnte jedesmal eine Änderung im Ausschlag des Galvanometers mit Sicherheit wahrgenommen werden. Diese Änderung betrug bei einer Empfindlichkeit des Galvanometers von $4 \cdot 10^{-9}$ Amp./mm (das Galvanometer war auf $^1/_{10}$ seiner Empfindlichkeit geshuntet) schätzungsweise 3 mm. Somit konnte noch eine Verstimmung von Emissions- und Absorptionslinie von

$$\mathbf{2{,}25 \cdot 10^{-5}\ \text{Å.-E.}}$$

nachgewiesen werden (Aufspaltung bei 5 Gauss Feldstärke). Trotz des Ausschlages von 3 mm, den dieses Feld noch gibt und der bei höchster Galvanometerempfindlichkeit auf 30 mm anwächst, wollen wir die eben angegebene Zahl als obere Grenze unserer Genauigkeit bei dieser Versuchsreihe ansehen; und zwar wegen der Unsicherheit, die durch die Schwankungen der Primärinten-

sität des Bogens bedingt war. Diese Schwankungen hätten nur durch eine sehr grosse Zahl von Beobachtungen wesentlich herabgedrückt werden können, was zu zeitraubenden Messreihen geführt hätte.

Dass die Schwankungen des Bogens in dieser Versuchsreihe so stark ins Gewicht fielen, hatte auch noch eine besondere Ursache. Wir hatten früher erwähnt, dass die Absorption der Resonanzstrahlung in *A* fast 100% betrug und daher im Magnetfeld Null nur äusserst wenig Resonanzlicht in die Photozelle gelangte. Der grösste Teil der in *P* gemessenen Intensität bestand aus Streulicht der Linien des primären Hg-Bogens, das durch Reflexion an den inneren Wandungen der Resonanzlampe in die Photozelle gelangte. Da nun *R* mit dem ganzen Hg-Spektrum des Bogens bestrahlt wurde, so waren im Streulicht auch diejenigen Hg-Linien vertreten, die auf die Kaliumzelle selektiv einwirken.

Es ist dies insbesondere die violette Linie 4358 Å.-E., die im Bogenspektrum stark vertreten ist, aber vom unerregten Hg-Dampf in *A* nicht absorbiert wird. Das direkte Streulicht des Bogens gelangte daher zum grössten Teil ungeschwächt in die Photozelle und verursachte beträchtliche Schwankungen des Galvanometerausschlags, ohne für die Empfindlichkeit der Methode von Nutzen zu sein.

Der allergrösste Teil des Streulichtes konnte sehr wirksam dadurch beseitigt werden, dass das Primärlicht des Hg-Bogens nicht direkt auf die Resonanzlampe auffiel, sondern erstmal durch einen Monochromator geleitet wurde, der allein die Linie 2537 der Hg-Lampe auf *R* fokussierte. Die Lösung war allerdings nicht vollkommen ideal, da in der neuen Anordnung noch etwas Streustrahlung vom direkten Licht der Linie 2537 des Bogens in die Photozelle gelangte. Dieses wurde nämlich im Absorptionsrohr nur teilweise absorbiert, und zwar hauptsächlich der mittlere Teil der Linie. Hingegen wurden die Ränder (der breiten Linie des Bogens) von der scharfen Absorptionslinie in *A* nur wenig geschwächt. Die Grenze der Auflösungskraft in dieser Anordnung war im wesentlichen nur noch durch die Inkonstanz der Primärintensität bedingt. Leider stand uns gerade zur Zeit dieser Versuche kein gut konstanter Hg-Bogen zur Verfügung; aus diesem Grunde sind auch die Zahlen, die wir im folgenden angeben, nicht etwa als äusserste Grenze der Leistungsfähigkeit der Resonanzkurvenmethode anzusehen. Auch wurde die Empfindlichkeit dieser Versuche noch dadurch beeinträchtigt, dass die Wood'sche Resonanzlampe gleichzeitig zur Beobachtung des Stark-Effekts dienen sollte, was eine starke

Einbusse an Primärintensität bedeutete. Denn der Abstand zwischen den Elektroden betrug nur 1,5—0,5 mm, so dass der zur Resonanzerregung verfügbare Raum ausserordentlich klein war. Auch ist durch den geringen Plattenabstand eine verhältnismässig starke Reflexion der Linie 2537 des Bogens in die Photozelle entstanden. Beide Effekte bewirken, wie wir sahen, eine Verkleinerung der Empfindlichkeit.

Die experimentellen Daten dieser Versuche sind die folgenden: Primär an R angelegtes transversales Magnetfeld 200 Gauss (Aufspaltung gleich $9 \cdot 10^{-4}$ Å.-E.), Länge des Absorptionsrohres 8 cm. Das Galvanometer war bei den Versuchen auf $^1/_{10}$ seiner Empfindlichkeit ($4 \cdot 10^{-9}$ Ampere/mm) geshuntet.

Die Grenze der in jeder Einzelmessung direkt beobachtbaren Wellenlängenänderung war bei Anlegen eines Magnetfeldes von 1,7 Gauss erreicht. Die Aufspaltung in einem Felde von 1,7 Gauss war noch mit Sicherheit feststellbar, was einer Änderung der Wellenlänge von

$$\mathbf{7{,}65 \cdot 10^{-6}\ \text{Å.-E.}}$$

entspricht und unzweifelhaft die geringste Aufspaltung ist, die man ganz direkt durch Verstimmung von Emissions- gegen Absorptionslinie bisher gemessen hat. Diese beträgt nur noch ungefähr den zehnten Teil der natürlichen Linienbreite und erzeugte in unserer Anordnung einen Galvanometerausschlag von schätzungsweise 2—3 mm.

Ein Weiterkommen in der eben angegebenen Versuchsanordnung mit dem Stark-Effektgefäss als Resonanzlampe wäre nur durch eine grössere Konstanz des Lichtbogens möglich gewesen. Dieser stand uns zur Zeit dieser Versuche nicht zur Verfügung; es konnte aber schon sehr bald in den folgenden Versuchen, die zum Nachweis des Stark-Effektes dienten, die alte Lampe durch einen von der Firma Heraeus neu instandgesetzten Bogen ersetzt werden, der eine erheblich bessere Konstanz der Intensität zeigte.

Da jedoch im Hinblick darauf, dass unsere Methode sich ganz wesentlich leistungsfähiger erwies als diejenige von Paschen und Gerlach[1]), hauptsächlich weil wir bei dem geringen Plattenabstand im Resonanzgefäss auch mehrfach höhere Feldstärken erzeugen konnten und weil die hierbei hervorgerufene Einbusse an Intensität durch eine sehr empflindliche photoelektrische

---

[1]) F. Paschen u. W. Gerlach, a. a. O.

Messmethode ausgeglichen wurde, haben wir von weiteren Verbesserungen abgesehen und mit den Versuchen zum Nachweis des Stark-Effekts begonnen.

3. *Nachweis der Stark-Effektaufspaltung an der Hg-Linie 2536,7 Å.-E.*

Die im vorhergehenden Abschnitt beschriebene Anordnung zur direkten Beobachtung sehr geringer Zeeman-Effekte konnte, wie wir sahen, bis zu einer Empfindlichkeit ausgebaut werden, die es nahe legt, an Stelle des Magnetfeldes ein elektrisches Feld an die Resonanzlampe anzulegen und nach einem Einfluss auf die Intensität der Strahlung zu suchen. Hierbei war die Methode zum Nachweis kleiner Zeeman-Effekte in der Weise verwendet worden, dass dem primär anliegenden Feld von ungefähr 200 Gauss das zu messende kleine Zusatzfeld überlagert wurde. Im magnetischen Fall war bei diesem Prozess eine einfache Superposition der beiden Feldwirkungen eingetreten, was bei Hinzuschalten eines elektrischen Feldes zu einem dauernd anliegenden Magnetfeld nicht ohne weiteres erwartet werden kann. Wie wir später noch sehen werden, treten tatsächlich bei diesem Vorgang ganz neue Erscheinungen auf, die für uns mit der wichtigen Konsequenz verbunden waren, dass bei einer bestimmten Grösse des primär anliegenden Magnetfeldes trotz der enormen Empfindlichkeit unserer Methode, bei Einschalten des elektrischen Feldes nicht eine Spur einer Änderung der Intensität festzustellen war. (Die hierbei zur Verwendung gelangenden Felder betrugen 60000 Volt/cm.)

Dieser Misserfolg konnte zweierlei Ursachen haben: Entweder war die Empfindlichkeit der Anordnung noch nicht ausreichend, um den Stark-Effekt nachzuweisen, oder aber es trat für die im Magnetfeld richtungsgequantelten Hg-Atome bei Zuschalten eines elektrischen Feldes keinerlei Änderung im Sinne einer Aufspaltung der Resonanzlinie auf. Diese letztere Annahme hat sich bestätigt, was für uns von grossem Wert war, da es uns auf die Idee brachte, die Resonanzstrahlung in gekreuzten (parallelen) elektrischen und magnetischen Feldern zu untersuchen.

Für den Nachweis der Aufspaltung im elektrischen Feld blieb uns nun die einzige Möglichkeit, den Effekt im Magnetfeld Null aufzufinden. Die Einbusse an Empfindlichkeit die hierbei durch die geringere Steilheit der Resonanzkurve entstanden war, konnte nur dadurch kompensiert werden, dass es uns gelang, mit den Feldstärken wesentlich in die Höhe zu kommen

(bis 160000 Volt/cm.) Ausserdem kam uns noch ein Umstand zu Hilfe, der sich schon bei den Versuchen im Magnetfeld früher deutlich zeigte. Wenn man nämlich kleine Magnetfelder an eine Wood'sche Resonanzlampe, die mit dem Lichte eines Hg-Bogens bestrahlt wird, anlegt und hierbei die Intensität der Resonanzstrahlung misst, so nimmt diese im Feld nicht ab, sondern sogar zu. Dies erklärt sich, wie wir schon früher erwähnten, dadurch, dass trotz aller Vorsichtsmassregeln die Linie 2537 des Bogens in einem sehr kleinen Gebiet um die Linienmitte herum etwas selbstumgekehrt ist, was zur Folge hat, dass die in der Resonanzlampe aufgespaltene Absorptionslinie im elektrischen Feld mehr Energie aus der Primärlampe aufnehmen kann, als

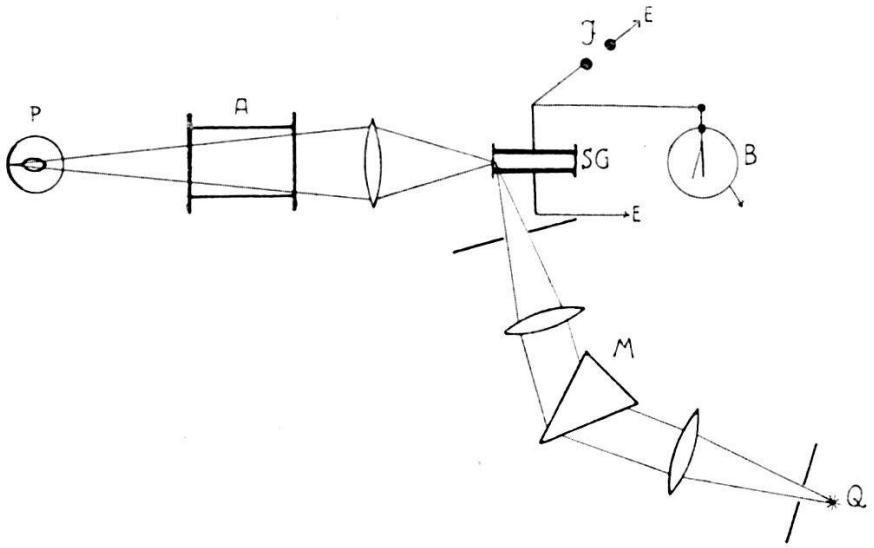

Fig. 18.

im äusseren Felde Null. Die Zunahme der Intensität setzt schon vom Feld Null angefangen steil an, was für den Nachweis kleiner Frequenzänderungen sehr günstig ist.

Erst die beiden oben genannten Umstände, genügend hohe Feldstärke und steile Zunahme der Intensität bei kleinen Feldern, machte es uns möglich, den Stark-Effekt mit voller Sicherheit und Deutlichkeit nachzuweisen.

Die Versuchsanordnung zur Beobachtung des Effektes, an der im Laufe der Untersuchungen noch mehrfach Änderungen vorgenommen wurden, ist in ihren wesentlichen Teilen in Fig. 18 sichtbar. Q ist ein vertikal brennender Quarzquecksilberbogen, der mit 3,2 Ampere Stromstärke betrieben wurde. Zur tunlichsten Vermeidung der Selbstumkehr waren am Bogen die gleichen Vorsichtsmassregeln angewendet worden, wie sie im ersten Teil

unserer Abhandlung auf S. 27 beschrieben sind. Der Leiss'sche Quarzmonochromator *M* sondert die Linie 2536,7 Å.-E. aus dem Spektrum des Bogens aus und fokussiert sie auf das Stark-Gefäss *SG*. Auf die ersten primitiveren Bauarten von *SG* wollen wir hier nicht eingehen, sondern beschreiben direkt diejenige Form der Ausführung, die in den meisten Versuchen zur Verwendung gelangte und die sich am besten bewährt hat. In dieser letzten Ausführung besteht *SG* aus zwei im Abstande von *0,5 mm* befindlichen viereckigen Messingplatten von 1,5 × 2 cm Kantenlänge. An die vier Kanten derselben waren planparallele Platten aus amorphem Quarz mit Picein aufgekittet. Der Abstand zwischen den Elektroden wurde unter dem Komparator ausgemessen und ihre Parallelität auf $^1/_{100}$ mm genau kontrolliert. Alle Kanten und Spitzen mussten an den Messingplatten abgerundet werden, jedoch unter dem Gesichtspunkt, dass hierdurch keine merkliche Inhomogenität des Feldes im Randgebiet der Platten entstehen durfte. Die eine Elektrodenplatte stand mit dem einen Pol einer kleinen Wimshurst'schen Influenzelektrisiermaschine (*J*) in Verbindung, während die andere dauernd an Erde lag. Die Spannung konnte direkt an einem Braun'schen Elektrometer (*E*) bis 10000 Volt abgelesen werden. Die an *SG* angelegten Potentiale betrugen maximal 8000 Volt, was bei einem Elektrodenabstand von 0,5 mm einer Feldstärke von 160000 Volt/cm entspricht. Damit bei Anlegen dieser Feldstärke keine Entladung zwischen den Platten entsteht, musste dieser Raum sehr gut evakuiert werden können. Dies wurde dadurch erreicht, dass in die obere Messingplatte eine Reihe feiner Kanäle gebohrt wurden, die alle in ein an die Platte angelötetes Messingrohr mündeten, das seinerseits in die Vakuumapparatur eingekittet werden konnte. Das Gefäss stand auf diese Weise mit einer grossen dreistufigen Gaede'schen Stahlpumpe in ständiger Verbindung. Im Inneren befand sich Hg-Dampf von 0,001 mm Druck. Beim Anlegen des Feldes an die Platten wirken oft geringe Feuchtigkeitsreste sehr störend, so dass gewöhnlich erst nach mehrtägigem Pumpen die Isolation des Stark-Gefässes sich als ausreichend erwies. (Hingegen war die solation der Quarzplatten im allgemeinen recht gut.)

Wegen der Kraft der äusseren Luftdruckes mussten die Elektrodenplatten, damit sich ihr gegenseitiger Abstand nicht ändert, sehr stabil besfetigt werden. Zu diesem Zweck waren sie mit Ansätzen versehen, die aussen einen Schraubengang trugen und vermittelst zweier fest angezogener Backen an je eine grössere Messingplatte befestigt werden konnten. Der Abstand zwischen

den beiden Messingplatten wurde durch Einpassen zweier Ebonitzylinder gleicher Höhe fixiert.

Die von *SG* ausgehende Resonanzstrahlung wurde vermittelst einer Quarzlinse durch das Absorptionsrohr *A* hindurch auf die photoelektrische Zelle *P* fokussiert. Als Absorptionsgefäss gelangten Röhren aus Glas oder Messing von 1,2—12 cm Länge zur Verwendung, die an den beiden Enden mit planparallelen amorphen Quarzplatten verschlossen waren. Diese wurden mit Picein aufgekittet. Die Gefässe *A* hatten alle ein seitliches Ansatzrohr, das zu den Luftpumpen führte. Vermittelst Schliff konnten sie aus dem Strahlengang herausgedreht werden. Im Innern befand sich Hg-Dampf von Zimmertemperatur. Die Messung der Intensität der Resonanzstrahlung erfolgte nach der gleichen Methode wie im ersten Teil der Arbeit, nämlich mit Photozelle und Verstärkeranordnung. Bei den Stark-Effektmessungen zeigte sich die Empfindlichkeit dieser Methode der Intensitätsmessung erst in vollem Lichte: das in *SG* zur Resonanz gelangende Volumen (im Raum zwischen den Platten, die um 0,5 mm voneinander abstehen) ist ausserordentlich klein, trotzdem war die hiervon emittierte Resonanzstrahlung für die Messanordnung so intensiv, dass durch ein 12 cm langes Absorptionsrohr hindurch (Absorption etwa 99%) noch beträchtliche Ausschläge des auf $^1/_{10}$ seiner Empfindlichkeit geshunteten Galvanometers registriert werden konnten. Dieser ausserordentlichen Empfindlichkeit ist es hauptsächlich zu verdanken, dass die folgenden Untersuchungen überhaupt möglich waren.

Eine grosse Schwierigkeit für die Messanordnung bedeutete das Anlegen und Abschalten des elektrischen Feldes, da diese Prozesse mit grossen Störungen auf die Elektronenröhre verbunden waren. Beim Anlegen der Spannung an *SG* vermittelst der Influenzmaschine gibt diese bei noch so vorsichtigem und langsamen Drehen kleine Funken, die in den Ausschlägen des Röhrengalvanometers durch Gitteraufladungen schon gewaltige Störungen verursachen. Um diese zu vermeiden, musste die Anordnung zur Erzeugung und Messung des elektrischen Feldes sowie das Stark-Effektgefäss in einen geerdeten Metallkasten eingebaut werden. Für den Strahlengang sowie für die Ablesung des Elektrometers waren passende Öffnungen am Kasten angebracht worden. Damit konnten die Störungen auf die Röhre zwar sehr weitgehend behoben werden; es musste aber trotzdem noch ganz beträchtliche Vorsicht beim Drehen der Influenzmaschine angewendet werden, wenn man überhaupt jeden Einfluss auf die Röhre vermeiden wollte. Ein grosser Teil der Versuche konnte nur an genügend

trockenen Tagen durchgeführt werden. In mehreren dieser Versuchsreihen waren beim Drehen der Influenzm aschine noch ganz kleine Stösse des Galvanometerausschlags zu beobachten, und zwar immer in Richtung abnehmenden Anodenstroms. Diese traten aber stets nur während der Dauer einer Drehung auf und verschwanden sofort, wenn das Gefäss aufgeladen war. Aus diesem Grunde liessen sie sich sehr leicht von einem dauernden Einfluss auf die Intensität getrennt beobachten und waren von keinem Nachteil für die Messung. Vor jeder Versuchsreihe wurde übrigens nachgeprüft, ob beim Drehen der Influenzmaschine auf die Elektronenröhre (ohne Belichtung der Photozelle) ein Einfluss vorhanden war. — In unserer letzten Versuchsreihe ist die Anordnung in dieser Hinsicht noch wesentlich verbessert worden, indem die Influenzmaschine in grosser Entfernung von der Elektronenröhre (mehrere Meter) aufgestellt wurde. Hierbei genügt es schon, wenn man die Maschine samt Elektrometer in den elektrostatischen Schutzkasten einbaut, während das Stark-Effektgefäss sich ausserhalb befindet. Das Abschalten des elektrischen Feldes geschah durch Berührung mit einem geerdeten Draht und verursachte je nach der Grösse der hierbei auftretenden Funken einen mehr oder minder grossen Stoss des Galvanometerausschlages, der jedoch nach sehr kurzer Zeit wieder verschwand, so dass sich nachher das Galvanometer in seine richtige Lage eingestellt hatte. — Diese Methode der Felderzeugung vermittelst Influenzmaschine erwies sich als die einzig brauchbare in unserer Messanordnung. Versuche, die Felder mit Transformator und Gleichrichter herzustellen, blieben wegen starker Einwirkung auf die Elektronenröhre beim Abschalten des Feldes erfolglos.

Bei Durchführung der Versuche mussten stets zwei Personen anwesend sein: die eine zum Ablesen des Galvanometerausschlages, die andere für die Betätigung der Influenzmaschine. Jede einzelne Messung wurde jeweils so ausgeführt, dass unmittelbar hintereinander die Galvanometerausschläge verglichen wurden, die bei Belichtung der Photozelle mit und ohne elektrischem Feld erhalten wurden. Es handelt sich daher auch in diesem Teil unserer Arbeit durchwegs um relative Intensitätsmessungen kurzer Zeitdauer.

Die erste sichere Beobachtung, dass im elektrischen Feld auf die Intensität der Resonanzstrahlung ein Einfluss vorhanden ist, wurde bei einer Feldstärke von 140000—150000 Volt/cm gemacht. Die beobachtete Erscheinung bestand darin, dass die durch A hindurchgehende Intensität der Resonanzstrahlung beim Anlegen des elektrischen Feldes an SG eine deutliche Zunahme von einigen Prozent ihres ursprünglichen Wertes erfuhr. Hier-

bei konnte die Zunahme der Intensität bei Anlegen des Feldes noch auf mehrere Ursachen zurückgeführt werden. Erstens kann die von SG emittierte Intensität im Feld zunehmen, zweitens kann infolge Aufspaltung der Emissionslinie die Absorbierbarkeit in A abnehmen (was ebenfalls zu einer Vergrösserung der gemessenen Intensität führt). Schliesslich kann beides gleichzeitig zutreffen. Um die Erscheinungen in Emission von denjenigen in Absorption gesondert beobachten zu können, wurde A aus dem Strahlengang herausgedreht und der Einfluss des elektrischen Feldes allein auf die Intensität der von SG emittierten Strahlung beobachtet.

Die Emissionsversuche ergaben einen sicheren und deutlichen Einfluss des Feldes, und zwar von prozentual derselben Grössenordnung wie mit dem Absorptionsgefäss im Strahlengang.

Dieser Einfluss lässt sich auf Grund einer Aufspaltung der Linie im Resonanzgefäss — wie wir schon früher sahen — zwar ohne weiteres verstehen; man kann jedoch umgekehrt aus dem Vorhandensein des Effekts nicht eindeutig auf eine Wellenlängenänderung im elektrischen Felde schliessen. Um die Aufspaltung im Feld vollkommen sicherzustellen, wurden daher eine ganze Reihe von Kontrollversuchen durchgeführt. Und zwar sind folgende Möglichkeiten zu erwägen:

I. Der Effekt rührt vom Streulicht der Linie 2537 des Hg-bogens her.

Versuch 1: Der Hg-Dampf im Stark-Gefäss wird mit flüssiger Luft vollständig ausgefroren, so dass in die Photozelle allein das Streulicht der Linie 2537 gelangen kann. Die Dauer der Kühlung betrug 15 Stunden. Dass im Raum zwischen den Platten keine Resonanzstrahlung vorhanden sein konnte, wurde durch Anlegen eines Magnetfeldes von 600 Gauss nachgewiesen; bei Anwesenheit von Hg-Dampf hätte dies einen sehr grossen Einfluss auf die Intensität geben müssen, während wir nicht die geringste Änderung erhalten haben. Die Intensität des Streulichtes wurde durch passende Blenden so einreguliert, dass sie im Galvanometer denselben Ausschlag erzeugte, wie die Resonanzstrahlung. Trotzdem war in einem Feld von 140000—150000 Volt/cm nicht die geringste Spur eines Effekts nachzuweisen.

Versuch 2: Dasselbe konnte auch noch auf anderem Wege gezeigt werden. Hierzu wurde die Trommel des Monochromators M so verstellt, dass an Stelle der Linie 2537 die starke Liniengruppe bei 3100 Å.-E. durch Reflexion an den Elektrodenplatten in die Photozelle gelangte. Das Streulicht dieser Linien konnte mit ganz erheblicher Intensität erhalten werden, trotzdem war das

Anlegen eines Feldes von 150000 Volt/cm von keinerlei Einfluss auf die Intensität.

II. Die Änderung der Intensität soll eine Folge des Kerr-Effekts an der Resonanzlinie sein, der beim Durchgang des Lichtes durch den Hg-Dampf im Stark-Effektgefäss entsteht.

Versuch 1[1]): Das Resonanzlicht von *SG* wird durch ein Absorptionsgefäss geleitet, welches den Kern der Resonanzlinie herausabsorbiert, so dass nur die Ränder übrig bleiben. Bei diesem Vorgang müsste sich in der Grössenordnung des gemessenen Effekts eine sehr deutliche Verschiedenheit gegenüber dem Fall ohne Absorptionsgefäss zeigen. Denn bekanntlich besteht zwischen Stark-Effekt und Kerr-Effekt ein ganz prinzipieller Unterschied darin, dass der erstere alle Teile der Linie genau gleich beeinflusst, während letzterer am Rande der Linie anders wirkt als im mittleren Teil. Das Experiment zeigt mit und ohne Absorptionsgefäss Effekte, die durchwegs von der gleichen Grössenordnung sind, was schon an sich gegen einen Kerr-Effekt spricht.

Versuch 2[1]): Der Kerr-Effekt ist eine Dispersionserscheinung und hängt demnach vom Lichtweg ab, den die erregende Linie des Hg-Bogens im Stark-Gefäss zurücklegt. Aus diesem Grunde wurden hinter die Resonanzlampe verschiebbare Blenden angebracht, die so eingestellt wurden, dass einmal die Resonanzstrahlung nur vom Rande des Gefässes, das anderemal nur von der Mitte herrührend zur Beobachtung gelangte. Das Anlegen des elektrischen Feldes gab in beiden Feldern innerhalb der Messfehler die gleiche Änderung der Intensität, womit die Frage des Kerr-Effekts ihre vollkommene Erledigung fand.

III. An den Rändern des Stark-Effektgefässes, wo das Feld nicht mehr gut homogen ist, könnte durch die Inhomogenität eine ponderomotorische Kraft auf die Hg-Atome entstehen, die zu einer Dichteänderung des Dampfes führen kann, und dadurch einen Einfluss auf die Intensität verursacht. Dieser Einwand wird durch den letztangegebenen Versuch entkräftet; denn derselbe beweist, dass die Intensitätsänderung im elektrischen Feld nicht davon abhängt, an welcher Stelle die Strahlung aus dem Resonanzgefäss zur Beobachtung gelangt.

IV. Der Polarisationszustand des Resonanzlichtes wird im elektrischen Feld beeinflusst, woraus eine Änderung in derIntensität resultieren kann, wenn die Photozelle eine verschieden grosse Empfindlichkeit für Resonanzlicht zeigt, das in verschiedenen Ebenen polarisiert ist.

---

[1]) Vgl. W. Hanle, a. a. O.

Versuch 1: Die Photozelle wurde durch zwei Nikol'sche Prismen[1]) hindurch mit dem Lichte der Linie 2536,7 Å.-E. bestrahlt und die Intensitätskurve aufgenommen, wenn der eine Nikol fest war, der andere in verschiedene Winkelstellungen von 0^0—360^0 gedreht wurde. Es entstand hierbei eine reine $y = \sin^2 x$-Kurve für die Intensität als Funktion der Winkelstellung. Nun wird der feste Nikol um einen bestimmten Winkel gedreht und die $\sin^2 x$-Kurve wiederum aufgenommen. Dieser Prozess wurde bei drei Stellungen des festen Nikols, die um je 45^0 auseinanderlagen, wiederholt. Die erhaltenen drei Kurven liessen sich durch Parallelverschiebung vollständig zur Deckung bringen, was ein sicherer Beweis dafür ist, dass die Photozelle (bei der Linie 2536,7 Å.-E.) für jede Stellung der Polarisationsebene die gleiche Empfindlichkeit besitzt. (Dies ist bekanntlich für den selektiven Photoeffekt nicht mehr der Fall.)

Versuch 2: Ebenso resultatlos blieben alle Versuche, eine Wirkung sehr kleiner Magnetfelder (1—3 Gauss) auf die Intensitätsänderung im elektrischen Feld festzustellen. Hierbei wurden die Felder in verschiedenen Orientierungen an SG angelegt; sie beeinflussen bekanntlich dementsprechend die Polarisation der Resonanzstrahlung in verschiedenem Masse[2]). Ein Einfluss auf die Intensität konnte jedoch bis zu diesen Feldstärken nicht beobachtet werden.

Das Resultat der eben aufgezählten Versuche spricht schon mit grosser Sicherheit dafür, dass die Änderung der Intensität der Resonanzstrahlung im elektrischen Feld eine direkte Folge der Stark-Effektaufspaltung der Resonanzlinie ist. Trotzdem schien es uns wünschenswert, Versuche auszuführen, die eindeutig die Existenz der Aufspaltung beweisen. Die Idee eines derartigen Versuchs beruht darauf, dass man an der experimentellen Anordnung im Emissionsgefäss keine Änderungen vornimmt, sondern die Wirkungen studiert, die durch Abänderung der Absorptionsbedingungen auf die Grösse und den Charakter des elektrischen Effekts entstehen. Insbesondere muss sich ein deutlicher Einfluss auf die Stark-Effektaufspaltung in dem Falle zeigen, wenn man die Frequenzen der Absorptionslinie um Beträge ändert, die vergleichbar sind mit der Grösse der Verschiebung der Emissionslinie im elektrischen Feld. Hierbei wird natürlich ein Einfluss auf die Absorbierbarkeit der Resonanzstrahlung zu erwarten sein, aus deren Verlauf man mit voller Sicherheit auf

---

[1]) Für Versuche im ultravioletten Spektralgebiet werden am besten *Nikol'sche* Prismen mit Glyzerinkittung verwendet.

[2]) R. W. Wood u. A. Ellett, Proc. Roy. Soc. (A), **103**, p. 396, 1923.

die Existenz einer Wellenlängenänderung schliessen kann. Die gewünschte Änderung der Absorptionsfrequenzen konnte auf zweierlei Weisen hergestellt werden; und zwar 1. entweder durch die stark verbreiternde Wirkung eines Zusatzgases, der dem absorbierenden Hg-Dampf zugemischt wurde oder 2. durch Anlegen von Magnetfeldern passender Grösse an das Absorptionsgefäss. Die erstere Methode führte zu vollem Erfolg, während die zweite aus mehreren Gründen nur ein qualitatives Ergebnis ergab.

1. Es soll der Unterschied im Verhalten der Resonanzstrahlung beobachtet werden, der einmal beim Hinüberschieben der aufgespaltenen Emissionslinie über eine möglichst scharfe, das andere Mal über eine stark verbreiterte Absorptionslinie entsteht. Diese Verschiedenheit sollte eindeutig sein, indem nämlich im erstgenannten Fall die Absorbierbarkeit der Resonanzstrahlung mit wachsendem Feld abnehmen, d. h. der in der Photozelle gemessene Ausschlag des durchgehenden Lichtes als Funktion der Feldstärke eine ansteigende Kurve liefern muss, während im letztgenannten Fall eine Kurve entstehen sollte, die für alle Feldstärken einen nahezu konstanten Wert der Absorbierbarkeit anzeigt.

Die Versuche wurden mit einem Absorptionsrohr von 3,5 cm Länge durchgeführt. Als Zusatzgas wurde Luft von Atmosphärendruck verwendet. Die Länge von 3,5 cm für A wurde aus dem Grunde gewählt, weil hierbei die Gesamtabsorption im Gefäss mit und ohne Luft nahezu den gleichen Wert hat. Die Gleichheit der Intensität der (reinen) Resonanzstrahlung wurde durch Ausfrieren des Hg-Dampfes im Emissionsgefäss vermittelst flüssiger Luft festgestellt.

Die folgenden zwei Versuchsreihen wurden 1. mit luftleerem Absorptionsrohr (A_v) und 2. mit luftgefülltem (A_l) durchgeführt und es wurde die Änderung der Absorbierbarkeit der Resonanzstrahlung als Funktion der elektrischen Feldstärke in beiden Fällen aufgenommen. Die in der Photozelle gemessenen Werte der Intensität, wenn sich A_v oder A_l zwischen Resonanzlampe und Zelle befand, stellen jedoch in ihrer Abhängigkeit von der Feldstärke nicht den reinen Verlauf der Absorbierbarkeit dar, da ja die „emittierte" Intensität im elektrischen Feld nicht konstant ist, sondern wie wir schon früher sahen, ihrerseits eine stetige Zunahme erfährt. Um sich von dieser Änderung der Emission der Lichtquelle im elektrischen Feld frei zu machen, wurde ähnlich wie im magnetischen Fall auf S. 46 folgender Weg eingeschlagen: Ist die Beobachtungsrichtung der Resonanzstrahlung genau senkrecht zur Einstrahlrichtung der erregenden Linie, so ist die Form und Breite der Emissionslinie mit und ohne

Feld genau gleich und hat die Rayleigh'sche Verteilung der Intensität. Wenn man daher im elektrischen Feld eine Zunahme der gesamten emittierten Intensität beobachtet, so heisst dies nur, dass die aufgespaltenen Linien zusammen einen grösseren Flächeninhalt der erregenden Bogenlinie überdecken als die unaufgespaltene Linie im Felde Null, wobei aber jede der aufgespaltenen Komponenten genau die Rayleigh-Verteilung der Intensität haben muss. Dividiert man daher die durch das Absorptionsgefäss hindurch gemessenen Intensitätswerte J für jede elektrische Feldstärke mit den dazu gehörigen Werten der Emissionsintensität J_0 (ohne Absorptionsrohr), so ist der gewünschte Fall realisiert, dass man die aufgespaltenen Komponenten in

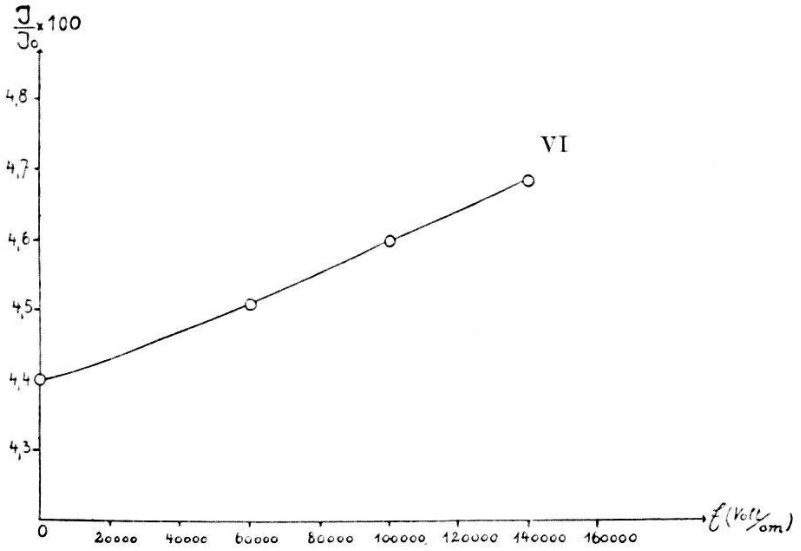

Fig. 19.

Emission mit scheinbar konstanter Intensität über den Bereich der festen Absorptionslinie hinüberschiebt. Trägt man die Werte als Funktion der elektrischen Feldstärke auf, so erhält man eine Resonanzkurve im elektrischen Feld, die sich bei Kenntnis des Aufspaltungsschemas quantitativ berechnen lassen muss.

Fig. 19 stellt die Resonanzkurve im elektrischen Feld für den Fall des luftleeren Absorptionsgefässes A_v im Gebiet von Null bis 150000 Volt/cm dar. Die in Absorption erhaltenen Werte sind durch Multiplikation mit 1,3 um den Reflexionsverlust an den Quarzplatten korrigiert worden. Jeder Messpunkt in der Kurve VI ist aus Mittelwerten von je zehn Einzelablesungen abgeleitet. Hierbei ist noch zu bemerken, dass die Messpunkte für kleine Feldstärken nicht eingezeichnet sind, und zwar wegen der grossen Ungenauigkeit, mit der sie infolge des Umstandes behaftet sind, dass die Schwankungen des Bogens von der gleichen Grösse-

ordnung sind wie die Intensitätsänderungen im elektrischen Feld. Hingegen konnten die Punkte oberhalb 60000 Volt/cm mit grosser Deutlichkeit und Sicherheit ermittelt werden, so dass über den Verlauf der Kurve VI kein Zweifel herrschen kann. Die Tatsache, dass die Kurve mit wachsendem Feld ein Ansteigen der in die Photozelle gelangenden Intensität anzeigt, wobei dieser Anstieg allein durch Abnahme der in A_v absorbierten Energie hervorgerufen wird, ist für uns von grossem Wert, da wir darin einen direkten Beweis einer Aufspaltung der Emissionslinie im elektrischen Feld erblicken müssen. Dies wird noch einleuchtender, wenn wir auch noch die Resultate der Versuchsreihe mit dem luftgefüllten Absorptionsrohr A_l betrachten und mit den

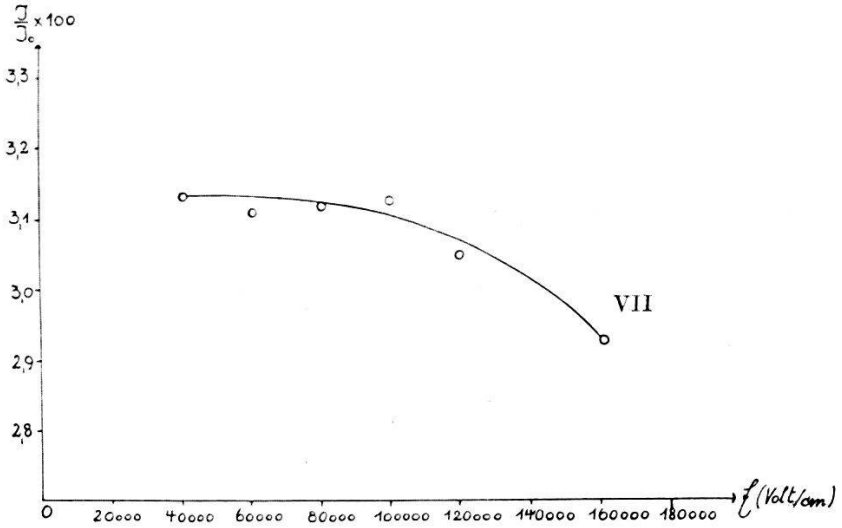

Fig. 20.

eben besprochenen vergleichen. Diese sind in Fig. 20 wiedergegeben.

In der Kurve VII sind nur die oberhalb 40000 Volt/cm gemessenen Werte eingezeichnet (wegen der Unsicherheit infolge Schwankungen der Intensität). Die Punkte in der Kurve sind wiederum auf die Weise gewonnen, dass für jede Feldstärke die Intensität J mit Absorptionsgefäss A_l, durch den Wert J_0 ohne Absorptionsrohr dividiert und $\frac{J}{J_0} \cdot 100$ als Funktion der Feldstärke aufgetragen wurde. Die eingezeichneten Punkte sind Mittelwerte über je 10 Einzelmessungen.

Kurve VII zeigt einen auf den ersten Blick sehr merkwürdig anmutenden Verlauf der absorbierten Energie in Abhängigkeit von der Feldstärke. Bei der durch Luftzusatz stark verbreiterten Absorptionslinie mussten wir einen konstanten oder höchstens einen schwach abnehmenden Verlauf der Absorbierbarkeit er-

warten; statt dessen zeigt uns die Kurve sehr deutlich, dass die Absorbierbarkeit oberhalb 100000 Volt/cm nicht ab-, sondern sogar zunimmt, was zunächst vollkommen paradox erscheint. Auf alle Fälle zeigt sich aber, welch einen grundsätzlichen Einfluss die Form und Lage der Absorptionslinie auf den elektrischen Effekt in Emission hat, was ja vollkommen unverständlich wäre, wenn es sich hierbei nicht um eine Wellenlängenänderung der Emissionslinie handeln würde.

Was den merkwürdigen Anstieg der Absorbierbarkeit oberhalb 100000 Volt/cm betrifft, so möchten wir uns hier erlauben, eine Vermutung auszusprechen, die ohne weiteres ein Verständnis dieser Tatsache ermöglicht.

Bei der Behauptung, dass die Absorbierbarkeit im luftgefüllten Gefäss A_l einen konstanten Wert im Feld annimmt, sind wir davon ausgegangen, dass die Linie in A_l durch die zugesetzte Luft zwar sehr stark verbreitert wird, jedoch hierbei eine vollkommen *symmetrische* Verteilung der Absorptionskoeffizienten besitzt. Im Augenblick, wo diese letztere Voraussetzung nicht mehr zutrifft, kann auch von einer Konstanz der Absorbierbarkeit im elektrischen Feld nicht ohne weiteres geredet werden. Nun haben aber FÜCHTBAUER[1]) und seine Mitarbeiter gezeigt, dass ausser Wasserstoff alle Zusatzgase bei hohem Druck eine asymmetrische Verbreiterung der Hg-Resonanzlinie geben, wobei der Abfall der Absorptionskoeffizienten nach Rot zu langsamer erfolgt als nach kurzen Wellen hin; ausserdem konnten sie eine Verschiebung des Maximums der Absorptionslinie mit Sicherheit feststellen. Beim quadratischen Stark-Effekt der Linie 2537 haben wir es nun höchst wahrscheinlich mit einer einseitigen Rotverschiebung der aufgespaltenen Komponenten zu tun, und so wäre es sehr wohl verständlich, dass die Absorption im luftgefüllten Gefäss A_l mit wachsender Feldstärke nicht mehr konstant bleibt, sondern zunimmt. Zur quantitativen Erklärung des Abfalls in der Kurve VII würde schon eine Verschiebung des Schwerpunkts in der Absorptionslinie von nur etwa 10^{-3} A.-E. genügen, was bei den von uns verwendeten Drucken durchaus vereinbar ist mit FÜCHTBAUERS Resultaten.

2. Zum Schluss dieser Betrachtungen erwähnen wir noch, dass das Anbringen eines Magnetfeldes an das Absorptionsgefäss A zwar einen qualitativen Einfluss auf die Grösse des elektrischen Effekts zeigte. Aufschlüsse über den Charakter der Aufspaltung

---

[1]) CHR. FÜCHTBAUER, G. JOOS u. O. DINKELACKER, Annal d. Phys., **71**, p. 204, 1923.

konnten jedoch hieraus nicht erhalten werden, da die beobachteten Effekte zu klein und undeutlich waren. Dies war auf die prinzipielle Schwierigkeit zurückzuführen, dass im Magnetfeld die Absorptionslinie symmetrisch nach beiden Seiten aufspaltet, während im elektrischen Feld sehr wahrscheinlich eine einseitige oder mindestens asymmetrische Zerlegung der Emissionslinie stattfindet. Daher können die beiden Effekte nicht ohne weiteres miteinander kombiniert werden und insbesondere kann dies zu keinen einfachen und übersichtlichen Resultaten führen. Darum möchten wir auch davon absehen, auf diese Versuche näher einzugehen.

4. Über die absolute Grösse der Aufspaltung der Linie 2536,7 Å.-E. im elektrischen Feld.

Die höchsten von uns erreichten Feldstärken, denen der Hg-Dampf im Resonanzgefäss ausgesetzt werden konnte, betrugen 160000 Volt/cm. Eine weitere Steigerung der Feldstärke wäre nur bei einer wesentlich anderen Konstruktion des Stark-Gefässes zu erhoffen gewesen. Wir halten es jedoch für unmöglich, mit den

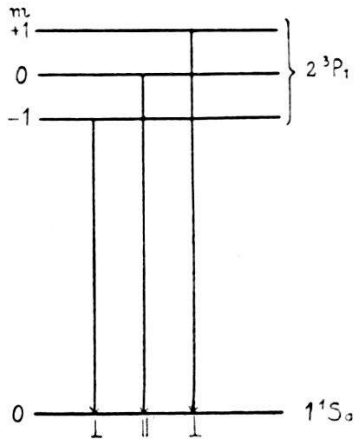

Fig. 21.

heutigen Methoden ein Feld am Gefäss zu erzeugen, bei dem eine spektroskopische Beobachtung der Aufspaltung möglich wäre. Man muss daher nach anderen Methoden suchen, um über die absolute Grösse der Linienverschiebung Aufschluss zu erhalten. Hierbei kommt uns der Umstand zu Hilfe, dass das Aufspaltungsschema der Linie 2536,7 Å.-E. im elektrischen Feld nach dem Adiabatenprinzip aus den Niveaus im Zeeman-Effekt direkt abzulesen ist und daher als bekannt angesehen werden kann (wir wollen hierbei von der Hyperfeinstruktur der Linie absehen).

Bekanntlich entspricht die Hg-Resonanzlinie dem Termübergang $2^3P_1 \rightarrow 1^1S_0$, wobei im Zeeman-Effekt der 1^1S_0-Term unaufgespalten ist, während der 2^3P_1-Term in drei einzelne Terme zerfällt (siehe Fig. 21).

Den Aufspaltungsniveaus des 2^3P_1-Terms werden die magnetischen Quantenzahlen $m = +1, 0, -1$ zugeordnet, während der 1^1S_0-Term die magnetische Quantenzahl 0 besitzt. Die aufgespaltenen Komponenten der Linie erhält man hierbei aus den möglichen Übergängen des 2^3P_1-Zustandes nach dem 1^1S_0-Niveau. Im Falle der Hg-Resonanzlinie sind die drei in der Figur gezeichneten Übergänge möglich, bei denen sich die magnetische Quantenzahl um $+1, 0$ und -1 ändert. Die Änderung um Null ergibt die

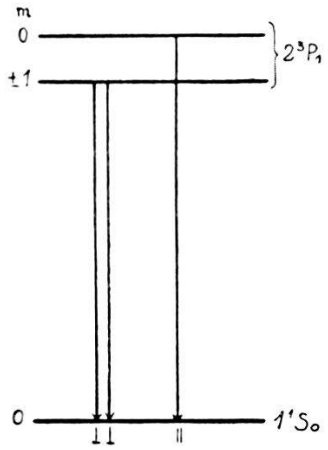

Fig. 22.

parallel zum Felde polarisierte π-Komponente, während die beiden andern zum Auftreten der senkrecht zu den Kraftlinien polarisierten σ-Komponenten (bei longitudinaler Beobachtung rechts und links zirkular polarisiert) Anlass geben. Für den Zeeman-Effekt der 2537 Linie ist die π-Komponente unverschoben und die beiden σ-Komponenten symmetrisch zu ihr um den Betrag $\frac{3}{2}\,a$ aufgespalten.

Das Aufspaltungsbild im elektrischen Feld lässt sich aus dem eben entwickelten Schema des Zeeman-Effekts leicht gewinnen. (Die Zahl der Niveaus muss ja in beiden Fällen gleich sein.) Danach ist das obere 2^3P_1-Niveau in drei Einzelniveaus aufgespalten, von denen jedoch im elektrischen Fall die beiden mit $m = +1$ und $m = -1$ energetisch zusammenfallen (siehe Fig. 22). Sie unterscheiden sich aber durch die verschiedene Einstellung der Atome gegenüber dem elektrischen Felde.

Das Grundniveau 1^1S_0 ist auch im elektrischen Fall nicht aufgespalten. Die möglichen Übergänge führen hier wiederum

zu einer π- und zwei σ-Komponenten, jedoch mit dem Unterschied gegenüber dem Zeeman-Effekt, dass im elektrischen Fall auch die π-Komponente im Feld verschoben ist und ferner, dass die beiden σ-Komponenten die gleiche Wellenlänge haben. Sie unterscheiden sich also nur durch ihren Polarisationszustand, die eine ist nämlich im Longitudinaleffekt links zirkular, die andere dagegen rechts zirkular polarisiert.

Bei transversaler Beobachtung haben wir im elektrischen Feld zwei verschobene Linien zu erwarten, die senkrecht zueinander polarisiert sind. Wird daher hinter das Stark-Effektgefäss ein Polarisator geschaltet, der nur das senkrecht zu den Kraftlinien polarisierte Licht durchlässt, so hat man hierdurch den besonders einfachen Fall einer einzigen, einseitig verschobenen Linie im elektrischen Feld realisiert.

Es liegt nun nahe, die Änderung der Intensität, welche bei der Verschiebung dieser senkrecht polarisierten Stark-Effekt-Komponente im Resonanzgefäss entsteht, direkt zu vergleichen mit der Intensitätsänderung, die bei der Aufspaltung der σ-Komponenten im Magnetfeld auftritt. Wird im Magnetfeld bei transversaler Beobachtung die π-Komponente durch einen Nikol ausgelöscht, so bleiben die beiden symmetrisch aufgespaltenen σ-Komponenten übrig, die aber bei der Verschiebung gegenüber einer unaufgespaltenen Linie die gleiche Intensitätsänderung hervorrufen wie eine einzige Linie, die mit doppelter Intensität über den nämlichen Bereich verschoben wird. Dieser letztere Fall ist nun gerade im elektrischen Feld realisiert, und es muss demnach einer Gleichheit in der Änderung der Intensität eine Gleichheit in der Linienaufspaltung im elektrischen und magnetischen Feld entsprechen. Die Aufspaltung im Magnetfeld ist nun genau bekannt, woraus sich ohne weiteres diejenige im elektrischen Feld ergibt. (Diese einfache Überlegung gilt zunächst nur für die senkrecht polarisierten Komponenten, da sich die π-Komponente im elektrischen und magnetischen Feld ganz verschieden verhält).

Zur Durchführung der Versuche wurde das Stark-Gefäss in ein homogenes Magnetfeld eingebaut, dessen Feldrichtung genau parallel zum elektrischen Feld lag. Es wurde also transversal zu beiden Feldern eingestrahlt und ebenfalls transversal beobachtet. Hinter dem Stark-Gefäss befand sich ein ultraviolett durchlässiges Ahrens-Prisma, dessen Schwingungsrichtung so eingestellt wurde, dass nur die σ-Komponenten in beiden Feldern in die Photozelle gelangen konnten. (Zwischen Starkgefäss und Photozelle befand sich bei diesen Versuchen keine Linse, damit am Polarisationszustand nichts geändert wird.)

Die Resonanzstrahlung konnte nun abwechselnd einem elektrischen und einem magnetischen Feld ausgesetzt werden, und es wurde jedesmal die Intensität mit und ohne Feld im Galvanometer abgelesen.

Aus den Versuchen erhielten wir folgendes Resultat: In einem elektrischen Feld von 100000 Volt/cm ergibt sich eine Änderung der Intensität der Resonanzstrahlung von 7%; innerhalb der Messfehler konnte in einem Magnetfeld von 120 Gauss prozentisch die gleiche Intensitätsänderung beobachtet werden. Die Grösse der Aufspaltung im Felde von 120 Gauss beträgt $5{,}4 \cdot 10^{-4}$ Å.-E.; hieraus folgt, dass in einem elektrischen Feld von *100000 Volt/cm* die aufgespaltene σ-Komponente um

$$\mathbf{5{,}4 \cdot 10^{-4}\ \text{Å.-E.}}$$

verschoben ist. Versuchen wir, diesen Wert der Aufspaltung mit dem von HANLE[1]) aus der Elliptizität ermittelten zu vergleichen, so erhalten wir folgendes: Nach HANLE soll in einem elektrischen Feld von 20000 Volt/cm die Entfernung der σ von der π-Komponente ungefähr 10^{-5} Å.-E. betragen. Der Hanle'sche Wert der Aufspaltung dürfte nun — genau genommen — mit dem von uns für die σ-Komponenten allein ermittelten eigentlich gar nicht verglichen werden. Da es uns aber hauptsächlich auf die Grössenordnung der Effekte ankommt, so wollen wir aus dem von uns gefundenen Wert die Aufspaltung für 20000 Volt/cm berechnen, und zwar unter der Annahme einer quadratischen Abhängigkeit zwischen Feldstärke und Aufspaltung, was bei der Linie 2537 sehr wahrscheinlich[2]) richtig ist. Wir erhalten hiernach im Felde von 20000 Volt/cm für die Verschiebung der σ-Komponenten den Wert

$$\mathbf{2{,}2 \cdot 10^{-5}\ \text{Å.-E.},}$$

was als vorzügliche Übereinstimmung mit HANLE bezeichnet werden muss, wenn man bedenkt, dass wir auf gänzlich verschiedenem Wege zur Grösse der Aufspaltung gelangt sind.

Das negative Resultat von PASCHEN und GERLACH[3]) ist auf Grund unserer Versuche vollkommen klar; denn in dem stärksten Felde, das diese Autoren angewendet haben (14500 Volt/cm), beträgt die Aufspaltung nur noch $1{,}1 \cdot 10^{-5}$ Å.-E., also etwa

---

[1]) W. HANLE, a. a. O.

[2]) Gründe hierfür werden in einer ausführlicheren Arbeit von B. BRAŽDŽIUNAS angegeben werden.

[3]) F. PASCHEN u. W. GERLACH, a. a. O.

viermal weniger als die äusserste Grenze der Wellenlängenänderung, die sie noch hätten nachweisen können.

Zum Schluss möchten wir noch erwähnen, dass wir auch versucht haben, die Aufspaltung der π-Komponente direkt zu messen, jedoch reichte hierzu die Empfindlichkeit der Anordnung zur Zeit der Versuche nicht aus, da wegen Schwierigkeiten im Aufbau, die Intensität der Resonanzstrahlung nicht genügend gesteigert werden konnte. Jedenfalls können wir aber schon auf Grund provisorischer Vorversuche feststellen, dass die π-Komponente im elektrischen Feld absolut genommen um weniger verschoben sein muss als die σ-Komponenten. Die Versuche in dieser Richtung sind im Gange und wir hoffen, in kurzer Zeit auch über die Grösse der Aufspaltung der π-Komponente Aufschlüsse zu erhalten. Die Untersuchungen sind natürlich wegen der Kleinheit der Effekte schwieriger als bei den σ-Komponenten.[1])

5. *Versuche in gekreuzten und parallelen elektrischen und magnetischen Feldern.*

Schon an einer früheren Stelle hatten wir erwähnt, dass in gekreuzten Feldern bei einer bestimmten Grösse des magnetischen Feldes der elektrische Effekt auf die Intensität der Resonanzstrahlung nicht nachgewiesen werden konnte. In den dort beschriebenen Versuchen war die Richtung des Magnetfeldes transversal zur Beobachtungs- und longitudinal zur Einstrahlrichtung, während das elektrische Feld stets transversal zu beiden Richtungen lag. Eine Drehung der Magnetfeldrichtung um 90^0 — wobei dieselbe aber senkrecht zum elektrischen Feld stand — hatte auf das Verschwinden des Stark-Effekts keinen messbaren Einfluss gehabt. (Diese Effekte waren in unserer Anordnung um so überraschender, als im magnetischen Fall bei primär anliegendem Feld (200 Gauss) wegen der grösseren Steilheit der Resonanzkurve das Zuschalten eines Zusatzfeldes eine wesentlich grössere Intensitätsänderung bewirkte, wie der gleiche Prozess im Felde Null.)

Dass das beobachtete Aufhören des elektrischen Einflusses sicherlich eine Folge des Verschwindens der Stark-Effektaufspal-

---

[1]) In der Zwischenzeit bis zur Drucklegung der Arbeit konnten die Versuche mit dem Resultat abgeschlossen werden, dass die π-Komponente in einem elektrischen Feld von 20 000 Volt/cm eine Verschiebung von der Grössenordnung $4 \cdot 10^{-6}$ Å.-E. erfährt und zwar wahrscheinlich nach längeren Wellenlängen hin.

tung ist, konnte dadurch bewiesen werden, dass in den Strahlengang zwischen Resonanzlampe und Photozelle ein Absorptionsgefäss eingeschaltet und die Absorbierbarkeit mit und ohne Feld gemessen wurde. Während im Magnetfeld Null ein deutlich messbarer Unterschied zu beobachten war, konnte in dem Falle, wenn sich das Stark-Gefäss in Feldern von 200—300 Gauss befand, keine Spur einer Änderung festgestellt werden.

Die von uns bis jetzt durchgeführten Versuche können natürlich nicht im geringsten den Anspruch auf Vollständigkeit erheben; sie bilden vielmehr den ersten Anfang einer systematischeren Untersuchung des Problems, die sich im Zusammenhang mit Fragen der Stark-Effektaufspaltung zurzeit noch im Gange befindet. Wir möchten es aber trotzdem nicht unterlassen, die Resultate der schon durchgeführten Messungen hier mitzuteilen, da es unseres Wissens bis heute keine experimentellen Untersuchungen über die Absorption oder Emission des Atoms in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern gibt, so dass die von uns durchgeführten Versuche das erste Beispiel einer derartigen Beobachtung sind[1]). Diese ist im Falle der Hg-Resonanzlinie 2536,7 Å.-E. durch den Umstand sehr erleichtert, dass der elektrische Effekt ausserordentlich klein ist, so dass schon verhältnismässig geringe Magnetfelder auf den Stark-Effekt eine grosse Einwirkung haben. (Dies trifft für die weit grösseren Stark-Effekte der höheren Serienglieder nicht mehr zu und man müsste in diesem Falle, um in gekreuzten Feldern spektroskopisch messbare Einflüsse zu erhalten, sehr starke Magnetfelder anwenden).

Für das Aufhören der Stark-Effektaufspaltung in gekreuzten Feldern ist ganz charakteristisch, dass diese nicht etwa schon in den kleinsten Magnetfeldern (Aufspaltung kleiner als die natürliche Linienbreite) stattfindet, sondern der Effekt setzt allmählich mit wachsender Feldstärke ein und wird erst von einer bestimmten Feldgrösse an unmessbar klein.

Wir lassen nun die quantitativen Daten der Versuche in gekreuzten Feldern folgen, wobei aber bemerkt sei, dass dieselben nur über die Grössenordnung der Erscheinung orientieren können, da die auftretenden Effekte wegen ihrer ausserordentlichen Kleinheit nicht genau gemessen werden konnten.

---

[1]) M. Hanle, a. a. O. untersucht die Polarisation der Hg-Resonanzstrahlung in kombinierten elektrischen und magnetischgn Feldern; er findet das Resultat, dass für die Polarisation nur das jeweils stärkere Feld massgebend ist.

Tabelle.

$\mathfrak{H}_{\text{Gauss}}$	$\Delta\lambda_{\mathfrak{H}}$	J_R	ΔJ_{el}	$\mathfrak{E}_{\text{Volt/cm}}$	$\Delta\lambda^{\sigma}_{\mathfrak{E}}$
0	0	100	16	140,000	$1{,}0 \cdot 10^{-3}$
80	$3{,}6 \cdot 10^{-4}$	100	3	140,000	unbekannt
160	$7{,}2 \cdot 10^{-4}$	100	*fast* Null	140,000	unbekannt
328	$1{,}5 \cdot 10^{-3}$	100	Null	140,000	Null

In den beiden ersten Kolonnen sind die am Stark-Gefäss primär anliegenden Magnetfelder $\mathfrak{H}$ und die dazu gehörenden Aufspaltungen $\Delta\lambda_{\mathfrak{H}}$ in Å.-E. eingetragen. J_R ist die Intensität der in die Photozelle gelangenden Resonanzstrahlung; diese ist stets 100 gesetzt worden, so dass ΔJ_{el} ihre prozentische Änderung im elektrischen Feld darstellt. $\mathfrak{E}$ bedeutet die elektrische Feldstärke, die zu $\mathfrak{H}$ hinzugeschaltet wurde. $\Delta\lambda^{\sigma}_{\mathfrak{E}}$ soll die hierbei entstehende Aufspaltung der σ-Komponente angeben. (Ihre absolute Grösse ist jedoch nur für $\mathfrak{H} = 0$ bekannt, da wir in gekreuzten Feldern das Aufspaltungsschema gar nicht kennen.)

Aus den Messungen geht das allmähliche Abklingen der Starkeffektaufspaltung in Funktion der primär anliegenden magnetischen Feldstärke deutlich hervor. Ein Verschwinden des Effekts findet hierbei erst bei einer Grösse des Magnetfeldes statt, wo die magnetische Aufspaltung grösser geworden ist als die elektrische allein.

Eine zweite Versuchsreihe wurde in parallelen (und antiparallelen) elektrischen und magnetischen Feldern durchgeführt. Neben der Parallelität musste hierbei auf die Homogenität der beiden Felder besonders geachtet werden. Die Beobachtungen wurden unter Verwendung eines 3,5 cm langen Absorptionsrohres, in dessen Innerem sich Hg-Dampf von 0,001 mm Druck befand, durchgeführt. Gemessen wurde wiederum die Absorbierbarkeit (somit die Aufspaltung) im elektrischen Feld, wenn die Resonanzlampe Magnetfeldern verschiedener Grösse ausgesetzt war. In der folgenden Tabelle finden sich die erhaltenen Resultate angegeben, wobei die gleichen Bezeichnungen gewählt sind wie in der vorhergehenden Tabelle.

Tabelle.

$\mathfrak{H}_{\text{Gauss}}$	$\Delta\lambda_{\mathfrak{H}}$	J_R	ΔJ_{el}	$\mathfrak{E}$ Volt/cm	$\Delta\lambda^{\sigma}_{\mathfrak{E}}$
0	0	100	10	120,000	$7{,}7 \cdot 10^{-4}$Å.-E.
12	$5{,}4 \cdot 10^{-5}$	100	8	120,000	unbekannt
24	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$	100	4	120,000	unbekannt
244	$1{,}1 \cdot 10^{-3}$	100	Null	120,000	Null

Aus den Versuchsergebnissen geht eindeutig hervor, dass auch in parallelen Feldern mit wachsendem Magnetfeld der elektrische Effekt allmählich abklingt. Auf die Frage, worauf dieses Verhalten der Hg-Resonanzstrahlung in gekreuzten und parallelen Feldern zurückzuführen ist, können wir vorderhand keine Antwort geben, da bei höheren Atomen eine Theorie für kombinierte Felder bis heute nicht existiert.[1])

Zum Schluss möchten wir noch Versuche mitteilen, bei denen die Erscheinungen in parallelen elektrischen und magnetischen Feldern in polarisiertem Licht untersucht worden sind. Hierbei wurde hinter das Stark-Effektgefäss ein Ahrens-Prisma als Analysator geschaltet und so eingestellt, dass nur die σ-Komponente hindurchgelassen wurde. Im Magnetfeld Null trat bei Anlegen des elektrischen Feldes eine deutliche Änderung in der gemessenen Intensität ein; dieselbe verschwand aber vollständig bei einem primär vorhandenen Magnetfeld von 200 Gauss.

Die Untersuchung des π-Lichts in parallelen Feldern ergab bis jetzt keine befriedigenden Resultate, da die Aufspaltung der π-Komponente im elektrischen Feld schon im Magnetfeld Null viel geringer als diejenige der σ-Komponente ist. Dies bewirkte, dass die erhaltenen Effekte sehr undeutlich waren und die Messungen daher in einer empfindlicheren Anordnung wiederholt werden müssen.[2])

---

[1]) Herr Prof. PAULI hatte uns freundlicherweise mitgeteilt, dass das von uns gefundene Verhalten der Hg-Resonanzstrahlung in parallelen Feldern sicherlich nicht den Erwartungen der Theorie entsprechen kann.

[2]) Es sei uns noch gestattet, auf neue Versuche von B. BRAŽDŽIUNAS hinzuweisen, die demnächst in einer ausführlicheren Arbeit in den Ann. d. Phys. veröffentlicht werden. Danach verhält sich die π-Komponente in parallelen elektrischen und magnetischen Feldern ähnlich wie die σ-Komponenten. Ferner wurden mehrere Kontrollversuche durchgeführt, die immer wieder das Resultat ergaben, dass sich elektrische und magnetische Aufspaltung in parallelen Feldern nicht einfach superponieren. Dies konnte auch bei Anregung mit polarisiertem Licht für die π- und σ-Komponenten einzeln beobachtet werden. Welche Rolle hierbei der Hyperfeinstruktur zukommt, konnte bis jetzt nicht ermittelt werden. Eine quantitative Bestimmung des Polarisationsgrades im elektrischen Feld ergab hierüber keine Aufschlüsse; es wurde bei Anregung der π-Komponente mit und ohne Feld 80% Polarisation gefunden, jedoch waren die elektrischen Felder zu klein, um bei Verwendung von primärer Resonanzstrahlung aus dem Polarisationsgrad eine Anomalität im Verhalten der Feinstrukturkomponenten erkennen zu können. (Vgl. A. ELLETT u. W. MAC Nair, Proceed. of Nat. Ac. **13** p. 583. 1927).

III. Doppler-Effekt und thermische Geschwindigkeit der Quecksilberatome.

1. Eine optische Methode zur Bestimmung der Molekulargeschwindigkeit.

Werden Gasatome zur Lichtstrahlung angeregt, so emittieren sie bekanntlich ein charakteristisches Spektrum von Linien, deren genauere Lage nicht allein von der Konstitution, sondern auch noch vom Geschwindigkeitszustand der Atome während des Emissionsaktes abhängt. Würde es gelingen, die Emission eines einzelnen, isolierten Atomes der direkten Beobachtung zugänglich zu machen, so könnte man, ähnlich wie bei den Fixsternen, aus dem Ort der emittierten Linien die jeweilige Geschwindigkeit in der Beobachtungsrichtung ablesen. Da es jedoch mit den heutigen Mitteln gänzlich ausgeschlossen ist, Beobachtungen an einem einzelnen Atom durchzuführen, so muss man sich fragen, unter welchen Gesichtspunkten man Verhältnisse herstellen könnte, die mit Hilfe optischer Messungen über den Bewegungszustand der Gasatome weitere Aufschlüsse liefern würden. Hierbei ist stets zu bedenken, dass die Beobachtungen nur über den statistischen Mittelwert sehr vieler Emissions- oder Absorptionsakte bestimmte Aussagen gestatten.

Die physikalisch einfachsten Bedingungen, die man für eine optische Untersuchung mit heutigen Mitteln realisieren kann, sind für das genannte Problem dann erreicht, wenn es gelingt, die Richtung aller Atomgeschwindigkeiten relativ zum Beobachter gleich zu machen, d. h. ein Bündel paralleler Atome zu erzeugen.[1])

Beim gewöhnlichen Gas sind bekanntlich im thermodynamischen Gleichgewicht alle Geschwindigkeitsrichtungen im Raume gleich wahrscheinlich, und es äussert sich daher (wie wir schon früher sahen) der Bewegungszustand der Atome nicht etwa in einer Verlagerung des Ortes der Spektrallinien, sondern es entsteht an der Stelle der Linie eine nach beiden Seiten symmetrische Verbreiterung. Eine einseitige Verschiebung, deren Grösse mit der mittleren Geschwindigkeit (Temperatur) der Gasatome im direkten

[1]) Ein Dampfstrahl mit der genannten Eigenschaft wird nach Boltzmann „eindimensionales Gas" genannt.

Zusammenhang steht, kann aber am einfachsten so erhalten werden, dass man einen vollständig einseitigen Verdampfungsprozess herstellt, bei dem nur Atome gleicher Richtung zur Beobachtung gelangen. Die gegenseitigen Störungen der Gasatome aufeinander müssen hierbei vollkommen vermieden werden, da diese auf die Parallelität des Atomstrahles zerstörend wirken. Man kann die Zusammenstösse praktisch zum verschwinden bringen, wenn man alle Versuche im höchsten Vakuum ausführt, wobei die mittleren freien Weglängen der Atome gross gegenüber den Gefässdimensionen sind. Diese letztere Forderung, dass nämlich die Untersuchungen im höchsten Vakuum mit einer möglichst geringen Anzahl von Atomen durchgeführt werden müssen, bildet für optische Messungen eine sehr grosse Schwierigkeit, da hierdurch die Anzahl der Emissions- und Absorptionsprozesse im Atomstrahl sehr klein wird und man sehr empfindliche Methoden anwenden muss, um quantitative optische Untersuchungen ausführen zu können.

Lässt man auf einen derartigen, gerichteten Strahl von Atomen das Licht einer Spektrallinie auffallen, die von diesem absorbiert wird, so ist in dem Falle, wenn der Atomstrahl senkrecht zum Lichtbündel verläuft, kein Doppler-Effekt in der Richtung des Lichtstrahles vorhanden und daher absorbieren alle Atome aus der eingestrahlten Linie nur den Ruhfrequenzbereich. Wird nun der Atomstrahl als Ganzes unter einem bestimmten Winkel gegen die Richtung des Lichtbündels geneigt, so bekommen die Atome Geschwindigkeitskomponenten in Richtung des Lichtes, und es entsteht ein Absorptionsgebiet, das sich aus natürlicher Breite und Dopplereffekt zusammensetzt[1]). Die genaue Form der Absorptionslinie im geneigten Strahl — wenn man sich nur auf genügend grosse Neigungen beschränkt — ergibt sich dann aus der Verteilung der Geschwindigkeitskomponenten der Atome in der Beobachtungsrichtung. Hierbei scheint auf den ersten Blick eine grosse Schwierigkeit aufzutauchen, falls man diese Methode zur Geschwindigkeitsbestimmung der Atome verwenden will. Wenn nämlich die Verteilung der Geschwindigkeiten im Strahl dem Maxwell'schen Gesetz folgt, so entsteht bei der Neigung eine Absorptionslinie, deren Maximum gar nicht einseitig verschoben ist. Man erhält vielmehr die eine Hälfte einer modifizierten Rayleigh-Verteilung mit dem Maximum der Intensität an der Stelle der Geschwindigkeit Null, d. h. am Orte der betrachteten Spektrallinie. Damit würde die Verwendung des eindimensionalen Gases zur Messung der thermischen Mole-

---

[1]) Vgl. W. Voigt, Münch. Ber. 1912, pag. 604.

kulargeschwindigkeit keinen Fortschritt gegenüber einer Doppler-Breitemessung im gewöhnlichen Gas bedeuten; man hätte vielmehr dasselbe Ziel auf einem wesentlich komplizierteren Weg erreicht.

In Wirklichkeit liegen aber die Verhältnisse im geneigten Strahl wesentlich anders. Dies hängt damit zusammen, dass für die Lichtabsorption im Atomstrahl das Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilungsgesetz nicht anwendbar ist. Durch die Blendenwirkung im Strahl entsteht nämlich eine Bevorzugung der grösseren Geschwindigkeiten. Dies gibt zu einer neuen Verteilung der Geschwindigkeiten Anlass, die man sich nach einer einfachen Überlegung von EINSTEIN auf folgende Weise leicht berechnen kann: die Zahl dN_c der in der Zeiteinheit in den Strahlraum hineinfliegenden Atome, die eine Geschwindigkeit c bestimmter Grösse und Richtung haben, ist gleich der Anzahl dN'_c der im Verdampfungsraum (hier herrscht Maxwell'sche Verteilung) des Gases enthaltenen Atome dieser Art, multipliziert mit dem Volumen desjenigen Zylinders, der auf der in den Strahlraum führenden Öffnung als Basis mit der Höhe c errichtet wird. Bezieht man die Zahl dN_c auf die Volumeinheit, so wird das Volumen des Zylinders gleich c, d. h. dN_c ist nicht proportional dN_c', sondern $c \cdot dN_c'$. Für dN_c' gilt aber das Maxwell'sche Gesetz:

$$dN_c' = C \cdot c^2 \cdot e^{-\frac{mc^2}{2kT}} \cdot dc,$$

und wir finden daher für die Verteilung im Atomstrahl:

$$dN_c = C' \cdot c^3 \cdot e^{-\frac{mc^2}{2kT}} \cdot dc\,. \tag{1}$$

Für die Lichtabsorption in einer bestimmten Richtung kommt es auf die Verteilung der Geschwindigkeitskomponenten in dieser Richtung an, die man sich aus Formel (1) berechnen kann. Wir schreiben die Absorptionslinie hier direkt in Wellenlängen an; sie lässt sich genau so, wie wir auf S. 9—12 gezeigt haben, nach dem Doppler-Prinzip aus den Geschwindigkeiten berechnen. Danach hat die Verteilung der Absorptionskoeffizienten bei einem Neigungswinkel γ — wobei γ den Winkel zwischen Lichtstrahl und Atomstrahl bedeutet — die folgende Form:

$$k_\lambda = K' \cdot (\lambda - \lambda_0)^3 \cdot e^{-\frac{Mc^2}{2RT} \cdot \frac{1}{\cos^2\gamma} \cdot \frac{1}{\lambda_0^2} (\lambda - \lambda_0)^2}$$

hierbei bedeutet k_λ den Absorptionskoeffizienten der Wellenlänge λ

und K eine Konstante, die sich aus dem Flächeninhalt der Kurve bei Integration über alle λ-Werte berechnen lässt. Die Bezeichnungen sind im übrigen genau die gleichen, wie im Abschnitt 2 der Einleitung (S. 9—12). Die Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Wellenlänge ist in dieser Form jedoch noch nicht ganz richtig. Da die Atome zwar geradlinig, aber mit verschieden grosser Geschwindigkeit im Strahl dahinfliegen, so ist ihre Verweilzeit im Beobachtungsraum umgekehrt proportional der Grösse der Geschwindigkeit „c". Berücksichtigt man dies für den Absorptionskoeffizienten, dann muss k_λ noch mit $\frac{1}{c}$ multipliziert werden, so dass wir für die Form der Absorptionslinie im Strahl schliesslich folgende Formel erhalten:

$$k_\lambda = K \cdot (\lambda - \lambda_0)^2 \cdot e^{-\frac{M c^2}{2 RT} \frac{1}{\cos^2 \gamma} \cdot \frac{1}{\lambda_0^2} (\lambda - \lambda_0)^2}. \qquad (2)$$

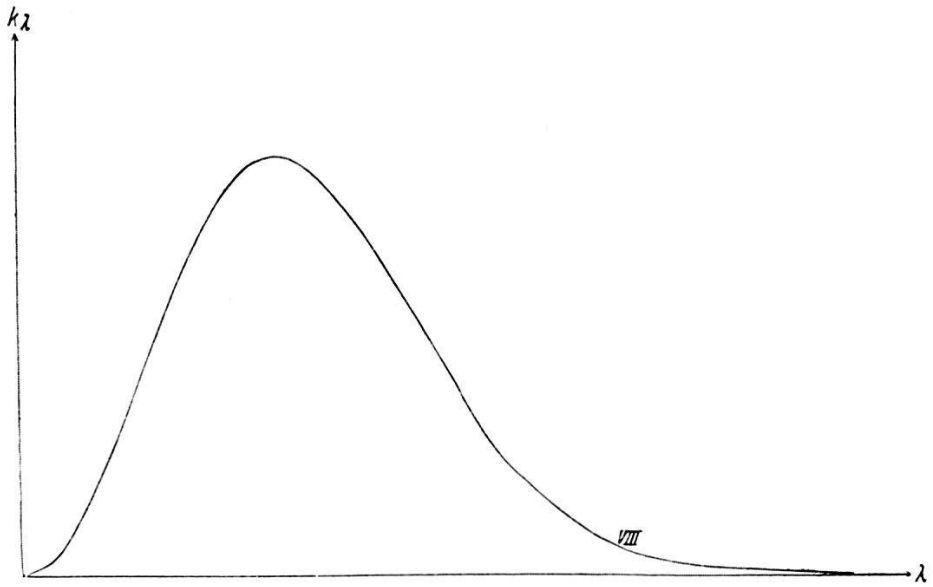

Fig. 23.

In Fig 23 ist die Verteilung der Absorptionskoeffizienten nach (2) dargestellt und zwar für den Fall eines Hg-Atomstrahls, der die Temperatur 270° C besitzt und um $\gamma = 70^0$ gegen den Lichtstrahl geneigt ist. Die natürliche Linienbreite ist hierbei vernachlässigt, da sie nur in einem kleinen Wellenlängengebiet um $\lambda = \lambda_0$ herum eine Rolle spielt; dieses Gebiet fällt für grosse Neigungen des Strahls nicht ins Gewicht, da hierbei der grösste Teil der Intensität bei Wellenlängen liegt, die von $\lambda = \lambda_0$ sehr viel weiter entfernt sind, als der ganze wirksame Bereich der natürlichen Linienbreite. Das Wesentliche im Verlauf der Kurve VIII ist die einseitige Verschiebung des Maximums, deren Grösse mit dem Wert der mittleren Geschwindigkeit im Strahl direkt

zusammenhängt. Dies ist sehr günstig; denn es handelt sich dann bei Durchführung der Versuche in der Hauptsache um die genaue Ermittlung des Maximums in der Absorptionslinie, wodurch man ein direktes Mass für die mittlere Molekulargeschwindigkeit im Strahl erhält.

Eine weitere Eigenschaft der Absorptionskurve im geneigten Strahl ist die, dass Form und Breite derselben eine Funktion der Neigung sind. Ist $\gamma = 90^0$, so ist für die Absorption allein die natürliche Linienbreite mit dem Maximum an der Stelle $\lambda = \lambda_0$, d. h. am Orte der Linie massgebend. Mit wachsender Neigung tritt eine Verschiebung des Maximums in der Kurve ein, der gleichzeitig eine asymmetrische Änderung der Form überlagert ist. Für die experimentelle Ermittlung der Verschiebung des Maximums ist daher von Vorteil, mit möglichst grossen Neigungen die Versuche durchzuführen.

Was die Grösse der Verschiebung anbetrifft, so liegt sie beim Hg-Atom in den verwendeten Temperaturgebieten zwischen 10^{-4} bis 10^{-3} Å.-E. Man kann sie daher auf spektroskopischem Wege nicht direkt nachweisen. Es bleibt aber als Möglichkeit, die Linienverschiebung mit der Resonanzkurvenmethode zu bestimmen, und zwar auf die Weise, dass man eine möglichst scharfe Emissionslinie über das ganze Frequenzgebiet der Absorptionskurve hinüberschiebt und für jede Lage der Emissionslinie die Absorbierbarkeit im Strahl misst. Hierbei sollte letztere an der Stelle ein Maximum haben, wo die Verschiebung in Emission mit der Maximalordinate in Absorption (Kurve VIII) koinzidiert.[1])

2. *Herstellung des eindimensionalen Hg-Atomstrahls.*

Für optische Untersuchungen an Atomstrahlen eignet sich am besten eine Herstellungsmethode, die im wesentlichen auf eine von M. Knudsen[2]) gefundene Beobachtung über die Reflexion von Gasatomen an festen Oberflächen zurückgeht. Knudsen entdeckte, dass es für jede Substanz eine „kritische" Temperatur gibt, bei welcher sie auf einer Auffangfläche vollständig kondensiert wird. (Es findet hierbei überhaupt keine Reflexion der Atome statt). Wie stark diese kritischen Temperaturen vom Material abhängen, beleuchtet die folgende Tabelle, die aus der Arbeit von

---

[1]) Diese Koinzidenz muss nicht genau erfüllt sein, da für jede Lage der Emissionslinie nur die Gesamtabsorption im Strahl gemessen werden kann.

[2]) M. Knudsen, Ann. d. Phys. **50**, p. 472, 1916; ferner: R. W. Wood, Phil. Mag. **32**, p. 364, 1916; J. v. Weyssenhoff, Ann. d. Phys. **58**, p. 505, 1919.

KNUDSEN entnommen ist und die kritischen Temperaturen einiger Stoffe bei Kondensation auf eine Glasoberfläche wiedergibt:

Stoff	„Kritische" Temperatur
Salmiak	unter -183^0
Quecksilber . .	zwischen -140^0 und -130^0
Cadmium, Magnesium . .	zwischen -183^0 und -78^0
Kupfer	zwischen $+350^0$ und $+575^0$
Silber	über $+575^0$

Für die kritische Temperatur spielt aber auch das Material der Unterlage eine sehr wesentliche Rolle. So konnte z. B. KNUDSEN zeigen, dass eine feste oder flüssige Oberfläche von Quecksilber bei irgend einer Temperatur jedes auffallende Hg-Atom momentan festhält.

Diese interessanten Beobachtungen kann man nun sehr vorteilhaft zur Herstellung eines parallelen Hg-Dampfstrahls benützen. Hierzu muss man aus allen von einer flüssigen Hg-Oberfläche im Vakuum verdampfenden Atomen diejenigen herausblenden, die beim Verdampfungsprozess in einer bestimmten Richtung fliegen. Diese Blendenwirkung wird nun dadurch erreicht, dass man die den aufsteigenden Dampfstrahl umschliessenden Wände mit flüssiger Luft auf -193^0 C (kritische Temperatur -130^0 bis -140^0 C) abkühlt, so dass alle Atome, die auf die Wandungen treffen, momentan festgefroren werden. Es gelangen daher in den Beobachtungsraum oberhalb der gekühlten Wand nur diejenigen Atome, die in den Raumwinkelbereich der Austrittsöffnung fallen. Die Eindimensionalität ist dabei durch das Verhältnis des Durchmessers der Austrittsöffnung zur Länge der gekühlten Bahn gegeben. In unserem Fall musste dasselbe jedenfalls kleiner als $\frac{1}{20}$ sein, da für die verwendete Hg-Linie 2537 Å.-E. das Verhältnis der natürlichen Breite zur Dopplerbreite $\frac{1}{20}$ ist.

Fig. 24 stellt das von uns verwendete Atomstrahlgefäss dar. Es ist aus besonders widerstandsfähigem Hartglas (Siborglas) geblasen und konnte vermittelst des seitlichen Schliffs an die Vakuumapparatur angeschlossen werden. Am Gefäss sind die folgenden Teile zu erkennen: Das untere Ansatzrohr, das mit einem elektrischen Ofen umgeben ist und im Innern flüssiges Quecksilber im Hochvakuum enthält; dieses wird durch Heizung des Ofens zur Verdampfung gebracht, wobei die Verdampfungsgeschwindigkeit und damit die Dichte im Strahl

durch Regulierung der Ofentemperatur variiert werden konnte. Der von der flüssigen Hg-Oberfläche aufsteigende Dampf gelangt in ein 30 cm langes (Durchmesser 0,8 cm) Vakuumrohr, das mit einem direkt angeblasenen Dewar-Gefäss umgeben ist. Dieser Teil des Gefässes dient zur Herstellung der Eindimensionalität, indem (wie wir sahen) die auf die Wand auftreffenden Hg-Atome aus dem Dampfstrahl ausscheiden und nicht zur Beobachtung gelangen. In den eigentlichen Beobachtungsraum, der sich oberhalb des gekühlten Rohres befindet, tritt daher ein Bündel paralleler Atome ein, an denen die beabsichtigten optischen Untersuchungen durchgeführt werden konnten. Da der Atomstrahl zu Absorptionsmessungen im Ultraviolett verwendet wurde, so musste dieser Raum zur Durchstrahlung mit zwei einander diametral gegenüberliegenden, parallelen Quarzfenstern (2 × 5 cm) abgeschlossen sein, die mit Picein aufgekittet wurden. Die Fenster waren aus vollkommen schlierenfreiem, amorphem Quarz hergestellt und von der Firma Heraeus in Hanau geliefert. Der Beobachtungsraum bestand aus einem 6 cm weiten und 4,5 cm langem Rohr mit aufgebogenen, geschliffenen Rändern, an die zwei parallele Messingplatten gekittet wurden. Diese hatten zum Aufkitten der Quarzplatten in der Mitte einen rechteckigen Ausschnitt von 1,8 × 4,8 cm. An das weite Rohr war seitlich ein engeres Rohr mit Schliff angeblasen, um das als Achse der ganze Apparat gedreht werden konnte. — Die den Beobachtungsraum durchlaufenden Atome gelangten schliesslich auf eine obere Auffangfläche, die als Boden eines angeblasenen Dewar-Gefässes mit flüssiger Luft gekühlt werden konnte; damit wurden die aufprallenden Hg-Atome augenblicklich festgehalten. Der Strahl verlief daher ganz einseitig von unten nach oben.

Im Raume zwischen den Quarzplatten wurde der Strahl mit der Hg-Linie 2536,7 Å.-E. durchstrahlt und es konnten die Erscheinungen studiert werden, die in der Absorption dieser Linie bei geneigter Stellung des Strahls entstehen.

3. Die Experimente.

Die Versuche wurden mit Hilfe von Resonanzstrahlung durchgeführt. Dies war für uns aus mehreren Gründen das einfachste. Erstens ist die bei der Resonanz ausgestrahlte Linie 2536,7 Å.-E. eine Absorptionslinie des unerregten Hg-Dampfes, und wird daher von den Hg-Atomen des Strahles, die sich im Normalzustand befinden, absorbiert. Zweitens kann die ausserordentlich kleine Wellenlängenverschiebung, die bei Neigung des

Strahls auftritt, nach der Resonanzkurvenmethode nur mit einer äusserst scharfen Linie bestimmt werden. — Die experimentelle Anordnung ist im wesentlichen die gleiche wie im ersten Teil der Abhandlung (siehe p. 26—29). Auch die zur Verwendung gelangenden Apparate sind zum grössten Teil dieselben, so dass wir hier von einer Beschreibung der Apparatur absehen können. Die Versuche wurden mit sekundärer Resonanzstrahlung durchgeführt; dies war aus dem Grunde erforderlich, weil die Resonanzlampe magnetischen Feldern ausgesetzt war, und hierbei bei Anwendung von primärer Resonanz infolge von Selbstumkehr und Verbreiterung der erregenden Bogenlinie Komplikationen entstanden wären, die bei sekundärer Resonanz bekanntlich nicht vorhanden sind. In den Strahlengang zwischen sekundäre Resonanzlampe R_{II} (siehe Fig. 3) und Photozelle P wurde das im vorhergehenden Abschnitt beschriebene Atomstrahlgefäss eingesetzt und die Intensität der in die Photozelle gelangenden Resonanzstrahlung vermittelst Verstärkeranordnung gemessen. Die Achse des Magnetfeldes lag in der Beobachtungsrichtung, so dass nur die beiden zirkularen Zeeman-Komponenten in die Photozelle gelangten. In der ursprünglichen Idee beabsichtigten wir, die Versuche nur mit einer der beiden Zeeman-Komponenten durchzuführen, indem die andere zirkulare Komponente mit Viertelwellenlängenplatte und Nikol ausgelöscht werden sollte. Dies hätte den grossen Vorzug gehabt, dass man die Intensitätsverteilung in der durch Doppler-Effekt verschobenen Linie in Absorption mit einer einzigen einseitig aufgespaltenen Emissionslinie hätte abtasten können. Alle Versuche scheiterten jedoch nach sehr zeitraubendem und langwierigem Probieren daran, dass uns kein genau richtiges $\frac{\lambda}{4}$-Plättchen zur Verfügung stand. Ein von der Firma Steeg & Reuter geliefertes $\frac{11\lambda}{4}$-Plättchen für die Linie 2537 erwies sich als unbrauchbar. — Es blieb daher kein anderer gangbarer Weg übrig, als zu versuchen die Doppler-Verschiebung in der Absorptionslinie ohne Trennung der beiden Zeeman-Komponenten nachzuweisen. Dies bedeutet natürlich eine sehr wesentliche Komplikation des Problems, weshalb wir an die quantitativen Resultate der Versuche mit nicht allzu hohen Forderungen herantreten dürfen.

Fig. 25 stellt eine photographische Aufnahme des Hauptteils unserer Apparatur dar, die zur Messung des Doppler-Effekts diente. Zur experimentellen Durchführung der Versuche ist noch folgendes zu sagen: Der Atomstrahl wurde aus seiner ursprünglich vertikalen Lage um den drehbaren Schliff als Achse so weit geneigt, dass er mit der Vertikalen einen Winkel von 20^0

bildete. Wenn die beiden Dewar-Gefässe des Strahlgefässes mit flüssiger Luft gefüllt waren, so wurde ein Strom im elektrischen Ofen von 2 Amp. eingeschaltet, was einer maximalen Temperatur von etwa 270° C im Verdampfungsraum entsprach. Die Justierung des Strahlenganges, insbesondere im Strahlgefäss selbst, wurde zuerst mit sichtbarem Licht durchgeführt und dann auf die Linie 2537 Å.-E. umgerechnet. Um ein möglichst homogenes Bündel von Resonanzlicht auf den Atomstrahl auffallen zu lassen, wurde in den Strahlengang direkt vor das Atomstrahlgefäss eine sehr enge Blende eingeschaltet.

Die durch das Atomstrahlgefäss hindurch gemessenen Werte der Intensität der Resonanzstrahlung als Funktion der magne-

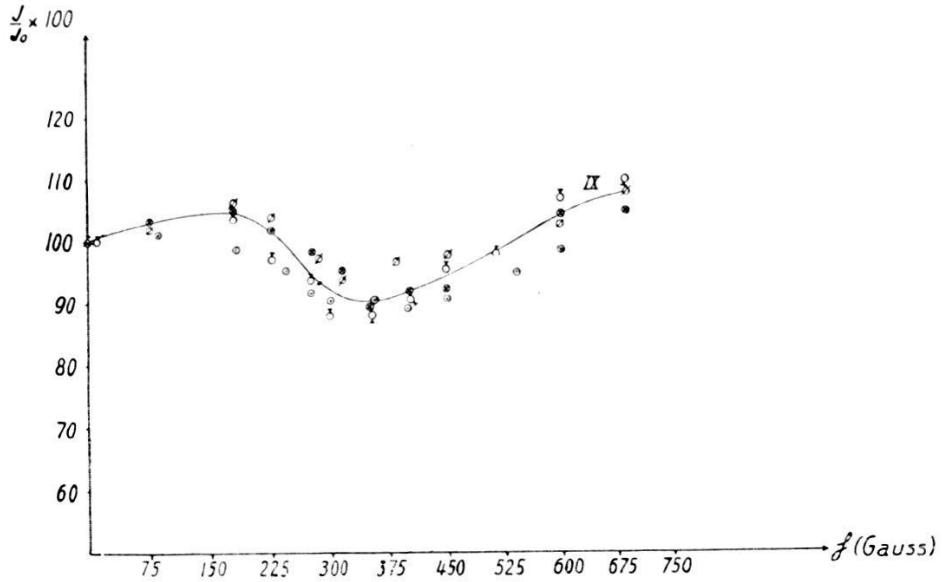

Fig. 26.

tischen Feldstärke waren mit der gleichen Komplikation behaftet, wie die Versuche in Absorption auf S. 46 und 87; nämlich, dass die Intensität der emittierten Strahlung im Magnetfeld nicht konstant ist, sondern schon für sich eine Resonanzkurve darstellt (Fig. 8). Um diese Komplikation zu vermeiden und zu einer Resonanzkurve zu gelangen, die allein die Absorbierbarkeit im Atomstrahl als Funktion der Aufspaltung der Emissionslinie angibt, konnte der gleiche Weg beschritten werden wie auf S. 46. Es wurde zuerst die Intensität in Emission allein (J_0) (ohne Atomstrahl) für jede Feldstärke gemessen, dann dasselbe mit Absorptionsgefäss im Strahlengang wiederholt (J) und nun $\frac{J}{J_0} \cdot 100$ als Funktion der Feldstärke $\mathfrak{H}$ aufgetragen. Die so ermittelte Kurve enthält das Verhalten der Absorptionslinie im Strahl gegenüber den in Emission kontinuierlich verschobenen Zeeman-

linien. In Fig. 26 ist die erhaltene Resonanzkurve dargestellt. Bei der Division haben wir hierbei sowohl J als auch J_0 im äusseren Magnetfeld Null willkürlich gleich 100 gesetzt. Dies ist aus dem Grunde ohne Belang, weil es uns bei diesen Versuchen hauptsächlich darum zu tun war, den qualitativen Nachweis einer Doppler-Verschiebung der Absorptionslinie zu erbringen und nicht etwa eine streng quantitative Auswertung des Verlaufs der Resonanzkurve zu geben. (Hierzu müssten die Versuche in einer in mehreren Hinsichten verbesserten Anordnung wiederholt werden.)

Die Streuung der Messpunkte ist zum Teil darauf zurückzuführen dass die vier in der Kurve wiedergegebenen Messreihen nicht unter vollkommen gleichen Verhältnissen im Strahl durchgeführt wurden, zum Teil aber auch durch die Intensitätsschwankungen des Hg-Bogens, an dessen Konstanz natürlich sehr hohe Anforderungen zu stellen waren. Jedoch zeigt sich in allen vier Kurven insofern der gleiche Verlauf, als jede von ihnen ein Minimum bei etwa 300 Gauss besitzt, und die Kurven von dieser Feldstärke angefangen mit wachsender Verstimmung wieder deutlich ansteigen. Das Auftreten des Minimums in der Kurve IX bedeutet ein Maximum in der Absorption des Atomstrahls; das Wesentliche ist nun, dass dieses Maximum nach unseren Versuchen nicht beim Felde Null liegt, sondern bei einer Aufspaltung der Emissionslinie von etwa 10^{-3} Å.-E. Dies ist aber gerade dasjenige Verhalten, das wir auf Grund des Doppler-Prinzips in Absorption aus der Form der Absorptionslinie zu erwarten hatten. Hierbei braucht natürlich die Lage unseres Minimums in der Kurve IX nicht genau mit dem Maximum in der Absorptionslinie übereinzustimmen, da wir ja den Integraleffekt der Gesamtabsorption messen, der sich jeweils auf den gesamten Flächeninhalt von Emissions- und Absorptionslinie bezieht. An welcher Stelle der Absorptionslinie sich das Minimum in der Resonanzkurve einstellt, kann daher von vornherein nicht genau gesagt werden.[1]) Jedenfalls zeigt aber das Ergebnis unserer Messungen einen Verlauf der Resonanzkurve, der sich nur auf Grund einer Verschiebung der Absorptionslinie erklären lässt. Diese kann ihrerseits nur eine direkte Folge der Geschwindigkeitsverteilung der Atome im geneigten Strahl sein, da für die Form und Breite der Linie allein der Doppler-Effekt massgebend ist.

4. *Theoretische Bemerkungen.*

Während das qualitative Resultat der Kurve IX ein sehr befriedigendes ist, indem es uns die Doppler-Verschiebung des

[1]) Hierzu wäre eine genaue quantitative Auswertung der Resonanzkurven erforderlich.

Maximums in der Absorptionslinie direkt beweist, stellen sich einer genauen quantitativen Auswertung der Experimente vorderhand unüberwindliche Hindernisse in den Weg. Dies liegt hauptsächlich daran, dass uns der maximale Absorptionskoeffizient in der Linie des geneigten Atomstrahls nicht bekannt, und daher die Berechnung der Gesamtabsorption nicht möglich ist. Auch hatte sich schon im ersten Teil der Arbeit gezeigt, dass man für die Emissionslinien im Magnetfeld auf keinen Fall streng ideale Rayleigh-Kurven voraussetzen darf. Wegen der Dicke der emittierenden Schicht, die in unserem Fall 1,5 cm beträgt, wird durch Selbstabsorption eine starke Abweichung von der idealen Rayleighverteilung bewirkt. Auch können die Symmetrieverhältnisse in der Zeeman-Aufspaltung für die Berechnung der Kurve eine wesentliche Rolle spielen; dieselben sind aber für so kleine Aufspaltungen der Linie, wie sie bei unseren Versuchen vorliegen, noch niemals spektroskopisch untersucht. Für den Gesamteffekt können natürlich all diese Umstände erheblich ins Gewicht fallen.

Wenn man daher versucht, unsere Kurven quantitativ auszuwerten, so muss man sich von vornherein darüber klar sein, dass bei den vorausgesetzten, sehr vereinfachenden Annahmen keine exakte Übereinstimmung mit der Erfahrung zu erwarten ist.

Das Verfahren, das wir zur quantitativen Darstellung der experimentellen Resultate benützt haben, idealisiert die tatsächlichen Verhältnisse in zwei wesentlichen Punkten: 1. Die Länge der absorbierenden Hg-Dampfschicht im Strahl von 0,8 cm soll als unendlich dünne Schicht angesehen werden können. 2. Die beiden Zeeman-Komponenten in Emission sollen die ideale Rayleigh'sche Verteilung der Intensität besitzen und im Magnetfeld vollkommen symmetrisch aufspalten.

Mit Hilfe der eben gemachten Voraussetzungen kann man die Gesamtabsorption im Strahl für jedes Magnetfeld leicht berechnen. Denn die absorbierte Energie ist in diesem Fall einfach durch das Produkt der Flächeninhalte von Emissions- und Absorptionslinie gegeben. Dies sieht man übrigens sofort ein, wenn man die Schwächung der auf das Absorptionsgefäss auffallenden Intensität der Wellenlänge λ in der unendlich dünnen Schicht dl anschreibt:

$$dJ_\lambda = J_\lambda \cdot k_\lambda \cdot dl \,, \quad \text{wobei } J_\lambda = J_{\lambda_0} \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda}\right)^2}$$

die ideale Rayleigh-Verteilung in der Emissionslinie und

$$k_\lambda = K\,(\lambda - \lambda_0)^2 \cdot e^{-\frac{M c^2}{2 R T} \cdot \frac{1}{\cos^2 \gamma} \cdot \frac{1}{\lambda_0^2} \cdot (\lambda - \lambda_0)^2}$$

die Absorptionslinie darstellt (siehe p. 102). Um die Gesamtabsorption zu erhalten, müssen diese Ausdrücke von $\lambda = -\infty$ bis $+\infty$ integriert werden. Das Produkt der beiden Flächeninhalte, die man hierbei erhält, liefert die Gesamtabsorption. Das Auftreten zweier Zeeman-Linien stört dabei zunächst nicht, da sich dieselben wegen ihres additiven Verhaltens gesondert behandeln lassen. Die Produktbildung ist für jedes Magnetfeld einzeln durchgeführt worden, wobei die Flächeninhalte der Produktkurven mit dem Planimeter bestimmt wurden. Das Resultat dieses Verfahrens ist nun sehr merkwürdig: Während die Resonanzkurve, die wir beim Hinüberschieben derjenigen Zeeman-Komponente erhalten haben, die mit wachsendem Feld in den Bereich der Absorptionslinie hereinrückt, durchaus einen ähnlichen Verlauf wie die experimentelle Kurve IX zeigt, wurde diese Übereinstimmung durch das Herausschieben der anderen Zeeman-Linie ganz wesentlich verschlechtert, indem das Minimum in der Kurve sich derart verflacht, dass man es kaum noch bemerken kann. Diese Diskrepanz führen wir in erster Reihe darauf zurück, dass das eben skizzierte theoretische Verfahren nur als erster Notbehelf dienen kann. Für uns ist dies jedoch insofern von grossem Wert, weil es uns deutlich zeigt, dass man die Versuchsbedingungen jedenfalls bedeutend einfacher und günstiger wählen muss, um mit den Versuchen eine quantitative Bestimmung der Molekulargeschwindigkeit durchführen zu können. Hauptsächlich wäre es wichtig, die Intensitätsverteilung in der Absorptionslinie des geneigten Strahls mit einer sehr viel schärferen Linie — als die benützte Emissionslinie mit ihrer Rayleighverteilung — abzutasten, da eine scharfe Bestimmung der Lage des durch Doppler-Effekt verschobenen Maximums in Absorption gleichwertig mit einer genauen Messung der mittleren Geschwindigkeit im Strahl ist. Derartige Versuche vermittelst der natürlichen Linienbreite in Emission, die ja 20-mal schmäler als die Doppler-Breite ist, sind in Zukunft geplant. — Zusammenfassend können wir feststellen, dass die experimentelle Kurve IX sicherlich einen Beweis dafür liefert, dass im Atomstrahl eine modifizierte Maxwell'sche Verteilung der Geschwindigkeiten herrscht, da sonst keine Verschiebung im Maximum der Absorptionslinie eintreten könnte. Ferner: die Grösse der gefundenen Verschiebung (etwa 10^{-3} Å.-E.) stimmt mit der nach einer einfachen Doppler-Über-

legung berechneten wenigstens in der Grössenordnung überein; hingegen führte das stark idealisierte quantitative Verfahren, das wir angegeben haben und das offenbar den tatsächlichen Verhältnissen nicht genügend Rechnung trägt, zu keiner befriedigenden Übereinstimmung mit dem Experiment.

Zum Schluss sei es mir gestattet, Herrn Prof. Dr. Edgar Meyer für die vielen Anregungen und sein stets förderndes Interesse am Fortgange der Arbeit, sowie für die bereitwillige Überlassung der Institutsmittel meinen aufrichtigsten Dank auszusprechen. Herrn Institutsmechaniker R. Holder bin ich für die Unterstützung bei der Herstellung mehrerer Apparate zu grossem Dank verpflichtet.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität.

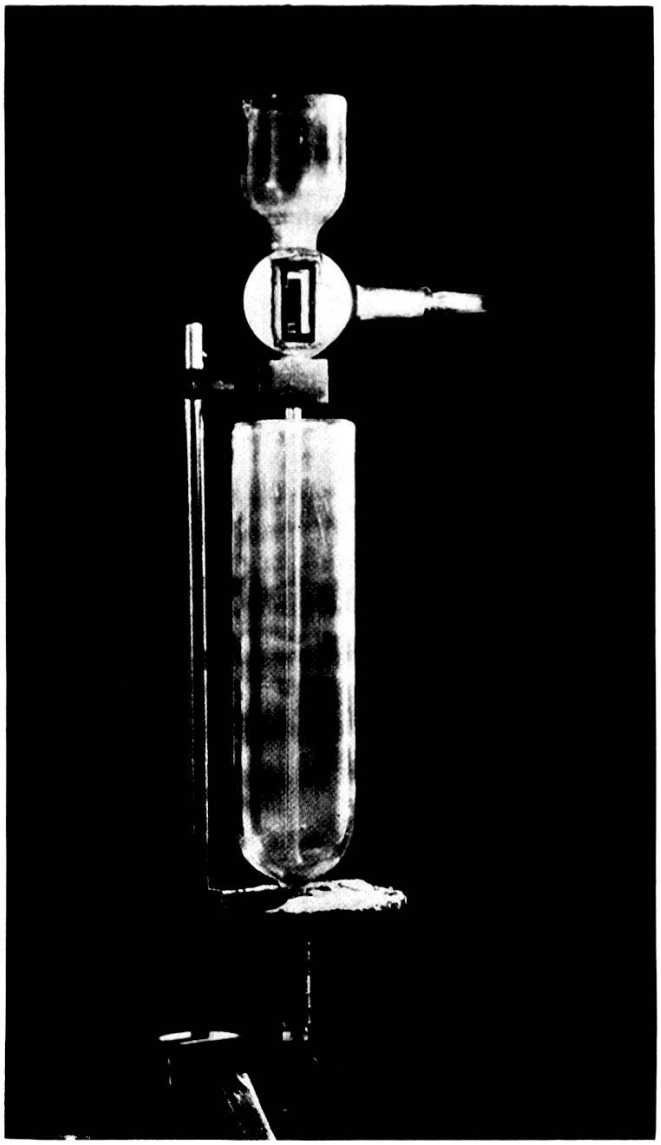

Fig. 24.

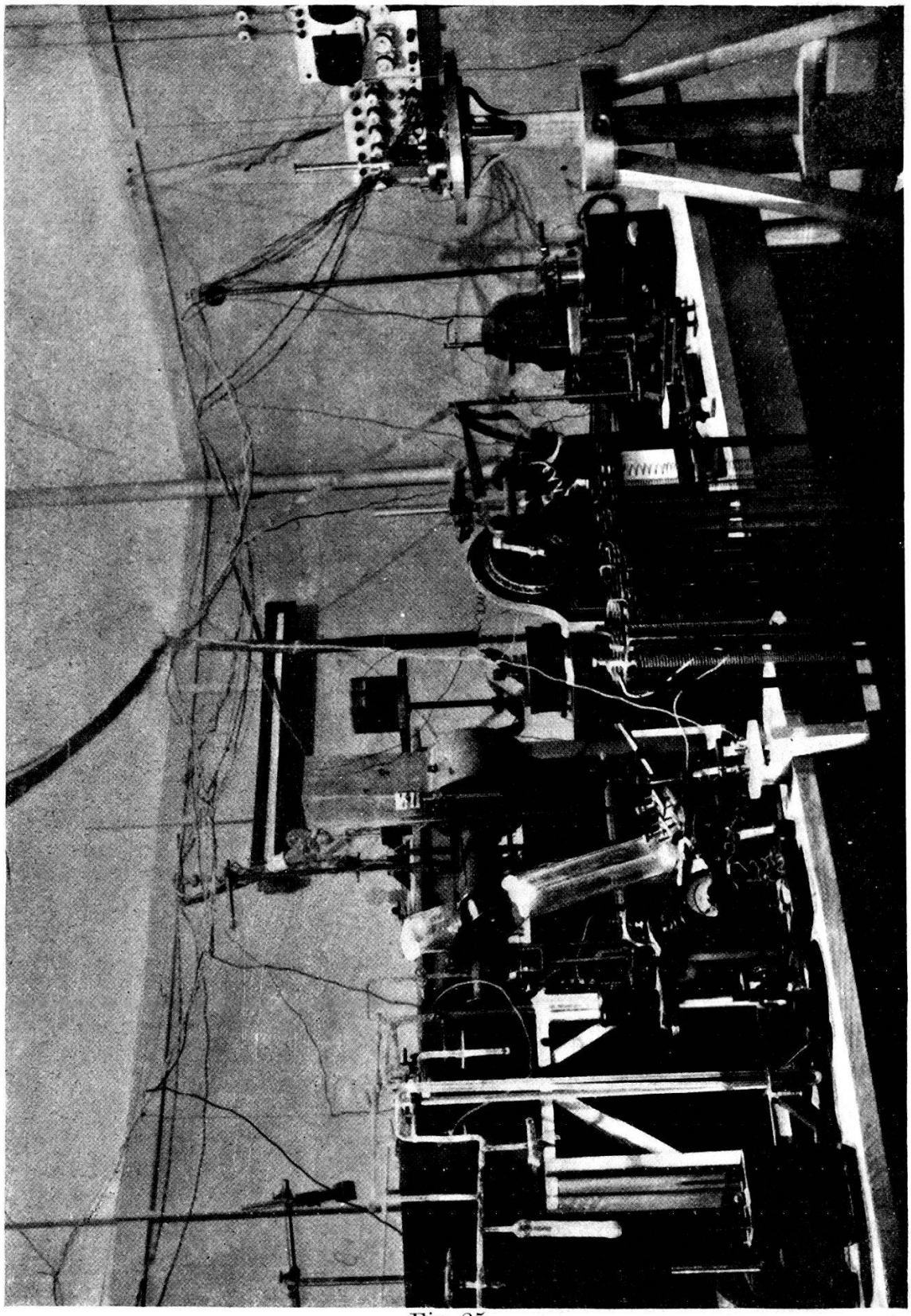

Fig. 25.