

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 7 (1934)
Heft: II

Artikel: Über den anomalen Zeemaneffekt einzelner
Hyperfeinstrukturkomponenten der Quecksilberresonanzlinie 2537 Å.E.
I. Teil, Die -Komponenten

Autor: Žvironas, Anton

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-110363>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 17.05.2025

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

Über den anomalen Zeemaneffekt einzelner Hyperfeinstrukturkomponenten der Quecksilberresonanzlinie 2537 Å. E.

I. Teil: Die π -Komponenten

von Anton Žvironas.

(28. XII. 33.)

Einleitung.

Nach Untersuchungen von WOOD¹⁾, SCHRAMMEN²⁾, MAC NAIR³⁾ und MURAKAWA⁴⁾ besitzt die Resonanzlinie 2537 Å. E. des Quecksilbers eine Hyperfeinstruktur, die aus fünf Komponenten besteht. Der Abstand der beiden äussersten Komponenten wird von allen Autoren in guter Übereinstimmung zu 45,8—46,9 Milli-Å. E. angegeben. Nach den Ergebnissen von MacNair, auf welche wir uns beziehen wollen, sind die Abstände der Komponenten von der mittleren 0-Komponente folgende: —25,4; —10,4; 0; +11,5 und +21,5 Milli-Å. E.

Der Zeemaneffekt der Hg-Linie 2537 wurde nach zwei Methoden untersucht:

1. MALINOWSKI⁵⁾ liess das Licht aus einer Resonanzlampe, die sich in einem variablen Magnetfeld befand, auf ein Absorptionsgefäss fallen. Die Beobachtungsrichtung lag parallel zu den Feldlinien. Das durch das Absorptionsgefäss durchgelassene Licht gelangte in eine Photozelle, die in Verbindung mit einem Elektrometer stand. Bei einer Änderung des Magnetfeldes werden die Frequenzen der Emissionslinie der Resonanzlampe gegenüber den der Absorptionslinie verstimmt. Die so erhaltene „Resonanzkurve“ besass im Bereich von 0 bis 8000 Gauss drei Maxima. Aus diesen und ähnlichen Versuchen konnte Malinowski schliessen, dass die Resonanzlinie 2537 eine komplizierte Struktur besitzt. SCHEIN⁶⁾ hat die Methode von Malinowski verbessert, indem er den Photostrom durch Verwendung einer Elektronenröhre bis zu

¹⁾ R. W. WOOD, Phil. Mag. **50**, 761, 1925.

²⁾ A. SCHRAMMEN, Ann. d. Phys. **83**, 1161, 1927.

³⁾ W. A. MAC NAIR, Phys. Rev. **31**, 986, 1928.

⁴⁾ K. MURAKAWA, Z. f. Phys. **73**, 366, 1931.

⁵⁾ A. v. MALINOWSKI, Ann. d. Phys. **44**, 935, 1914.

⁶⁾ M. SCHEIN, Ann. d. Phys. **85**, 257, 1928.

10^6 – 10^7 mal verstärkt und damit die Empfindlichkeit der Messanordnung erheblich erhöht hat. Ausserdem hat er gezeigt, dass es zweckmässiger ist, das Absorptionsgefäss in das veränderliche Magnetfeld zu setzen; die Emissionslinie ist damit in diesem Fall stets die gleiche, dagegen wird die Absorptionslinie verstimmt. Auf Grund seiner Kurven für die σ -Komponenten, die fünf scharfe, annähernd gleich weit auseinander liegende Maxima zeigen, schliesst Schein auf die fünffache Struktur der Resonanzlinie. Er weist darauf hin, dass „die Aufspaltung $\frac{3}{2}a$ ($a = 1$ Lorentz-Einheit) für alle Komponenten der Resonanzlinie Gültigkeit besitzt, ohne dass im gemessenen Feldbereich von Null bis mindestens 13000 Gauss eine dem Paschen-Back-Effekt analoge Umwandlung stattfindet“¹⁾.

2. Die folgenden Autoren haben den Zeemaneffekt spektroskopisch mit Hilfe der Lummer-Gehrcke'schen Platten untersucht.

WOOD²⁾ liess die Linie 2537 des Hg-Bogens durch ein Absorptionsgefäss gehen, welches sich in einem Magnetfeld befand. Aus der Art des Verschwindens und des Wiederauftretens der Hyperfeinstrukturkomponenten (transversale Beobachtung) hat er auf eine magnetische Umwandlung geschlossen, die dem Paschen-Back-Effekt des Dubletts und Triplets analog ist. Aus den von MAC NAIR³⁾ in Emission durchgeführten Beobachtung folgt: a) alle fünf Hyperfeinstrukturkomponenten besitzen normale σ -Zeeman-Komponenten mit der Aufspaltung $\frac{3}{2}$; bei den Komponenten $-25,4$; $-10,4$ und $+21,5$ treten ausserdem noch einige anomale σ -Komponenten auf, deren Aufspaltung kleiner als $\frac{3}{2}$ ist; b) vier Hyperfeinstrukturkomponenten besitzen unverschobene π -Komponenten; die π -Komponente von $-25,4$ verschiebt sich aber mit wachsenden Feldern nach längeren Wellen hin. Die von MROZOWSKI⁴⁾ durchgeführten Untersuchungen in Absorption haben gezeigt, dass die Hyperfeinstrukturkomponenten $-10,4$ und $+21,5$ nicht nur die von Mac Nair beobachteten unverschobenen, sondern auch verschobene π -Komponenten besitzen. Ausserdem ist es Mrozowski gelungen, bei gewissen Absorptionsbedingungen einige der Komponenten aus dem ganzen Hyperfeinstruktursystem auszufiltern.

¹⁾ Ib., p. 312.

²⁾ R. W. WOOD, l. c.

³⁾ W. A. MACNAIR, l. c.

⁴⁾ S. MROZOWSKI, Bull. Acad. Pol., November-Dezember, 464, 1930 (Über die Hyperfeinstruktur der Quecksilberresonanzlinie 2537 Å, I); ebenda, Juni, II, 489, 1931.

Die Beobachtungen der zuletzt genannten Autoren weisen auf das kompliziertere Verhalten der Hyperfeinstruktur im Magnetfeld hin, indem einige Komponenten ausser normalem noch anomalen Zeemaneffekt zeigen. Das magnetische Aufspaltungsbild wird noch komplizierter, weil die Zeemankomponenten schon bei kleinen Feldern (2000—3000 Gauss) sich um die Abstände der benachbarten Hyperfeinstrukturkomponenten verschieben. Das gesamte, teilweise widersprechende Beobachtungsmaterial lässt sich nicht zu einem einzigen Aufspaltungsbild zusammenstellen. Eine gründliche Klärung des Zeemaneffektes der Hyperfeinstruktur ist nur möglich auf Grund der theoretischen Behandlung der Hyperfeinstrukturfrage.

PAULI¹⁾ hat als erster darauf hingewiesen, dass der Atomkern der Elemente, die Hyperfeinstruktur zeigen, ein nach aussen nicht verschwindendes mechanisches und damit auch magnetisches Moment besitzen könnte. Nach seiner Hypothese beruht die Hyperfeinstruktur der Spektraltermen auf der magnetischen Wechselwirkung der Elektronenhülle mit dem Atomkern. Diese „magnetische Hyperfeinstruktur“ wurde durch die sog. Isotopenverschiebung ergänzt²⁾. Sie besteht darin, dass ein bestimmter Spektralterm bei den Isotopen eines Elementes, auch falls sie kein Kernmoment besitzen, verschoben sein kann. Auf Grund dieser Vorstellungen und eigener Messungen haben SCHÜLER und KEYSTON³⁾ das Strukturbild der Hg-Linie 2537 angegeben, die das komplizierte Verhalten der Hyperfeinstruktur im Magnetfeld verstehen lässt.

Da die Interferenzmethoden ein zu geringes Auflösungsvermögen besitzen, um die komplizierten, zum Teil anomalen Zeemanaufspaltungen der einzelnen Komponenten zu verfolgen, ist es wünschenswert, die Methode von MALINOWSKI-SCHIEIN weiter auszubauen. Es geschieht dies am besten dadurch, dass man nach dem Verfahren von MROZOWSKI eine einzige der aus der Resonanzlampe austretenden Hyperfeinstrukturkomponenten ausfiltert und die Absorbierbarkeit dieser Komponente nach Schein untersucht. Auf diese Weise ist es möglich, Einzelheiten des Strukturbildes von SCHÜLER und KEYSTON zu prüfen.

In der vorliegenden Arbeit beschränken wir uns auf die π -Komponenten der Hyperfeinstruktur allein.

¹⁾ W. PAULI, *Naturwissenschaften* **12**, 741, 1924.

²⁾ Einen zusammenfassenden Bericht über den jetzigen Stand der Hyperfeinstrukturfrage findet man in „Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften“ Bd. 11, 1932, Artikel v. H. KALLMANN und H. SCHÜLER.

³⁾ H. SCHÜLER und J. E. KEYSTON, *Z. f. Phys.* **72**, 423, 1931.

Versuchsanordnung.

Der Strahlengang ist schematisch in Fig. 1 dargestellt.

Das Licht des Quecksilberbogens HgB fällt von unten auf das Resonanzgefäß R . Die Resonanzstrahlung wird in senkrechter Richtung zum Strahlengang des Quecksilberbogens mit der Linse L_2 parallel gemacht und durch die Linse L_3 auf die Kathode der photoelektrischen Zelle P fokussiert. Letztere steht mit einer Verstärkeranordnung V in Verbindung. In den Strahlengang zwischen den beiden Linsen L_2 und L_3 sind Absorptionsgefäße A_I und A_{II} eingebracht; diese befinden sich in den Magnet-

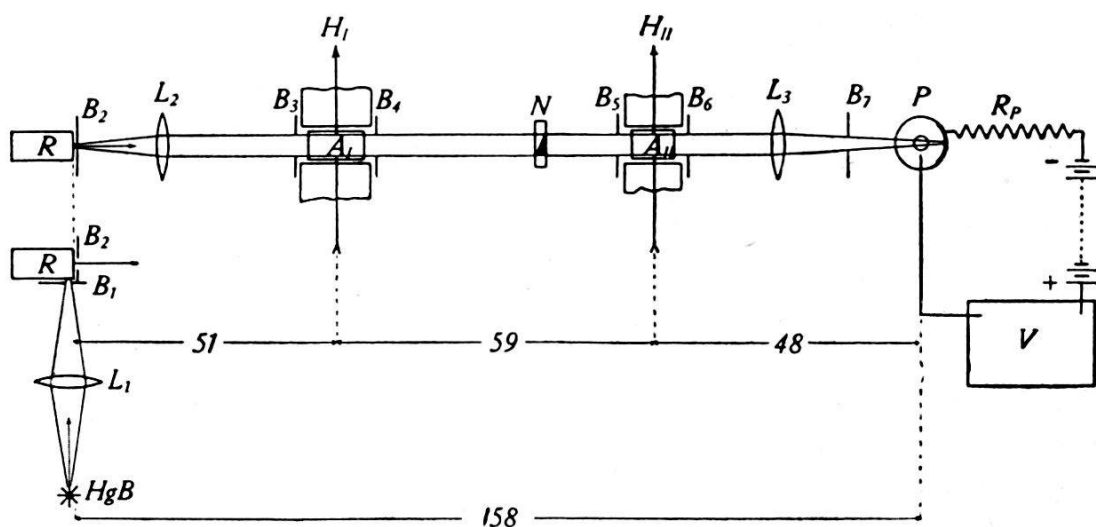


Fig. 1.

Schema der Versuchsanordnung.

feldern H_I bzw. H_{II} , deren Richtung senkrecht zum Strahlengang ist und in der Zeichnungsebene liegt. Zwischen A_I und A_{II} ist ein Nicol N hineingebracht. Der Strahlengang ist durch die Blenden B_i definiert und lichtdicht eingebaut. Der Abstand zwischen dem Resonanzgefäß und der Photozelle beträgt 158 cm.

Zur Erzeugung der Resonanzstrahlung wurde ein wagerecht brennender Quecksilberbogen verwendet, der in fließendes Wasser eingetaucht ist, so dass nur ein kleiner Teil des Bogens aus dem Wasser herausragt; ausserdem presst das schwache Feld eines Hufeisenmagnets (von ca. 70 Gauss) den Quecksilberbogen an die obere Wand. Durch diese Anordnung wird die Selbstumkehr der Linie möglichst vermieden. Um beste Konstanz des Bogens zu erreichen, ist in den Bogenstromkreis eine grosse Selbstinduktion eingeschaltet.

Die Wood'sche Resonanzlampe R besteht aus einem zylindrischen Quarzgefäß mit angeschmolzener Quarzplatte von 25 mm Durchmesser. Der emittierende Teil des Bogens wird vermittelt

der Linse L_1 auf die Resonanzlampe R abgebildet. An R ist unten dicht bei dem Austrittsfenster der Resonanzstrahlung eine rechteckige Blende B_1 von 8 mm Breite angebracht, so dass keine unbeleuchtete Quecksilberdampfschicht zwischen dem Austrittsfenster (bei B_2) und der Leuchtschicht in der Resonanzlampe vorhanden ist. Damit sind die günstigsten Bedingungen für die Erzeugung der Resonanzstrahlung erfüllt¹⁾. Als Absorptionsgefäße A_I und A_{II} dienen Messingröhren, an deren Enden plangeschliffene Fenster aus amorphem Quarz mit Picein gekittet werden. In Ansatzröhren von R , A_I und A_{II} befindet sich je ein Tropfen Quecksilber. Während der Messungen stehen beide Absorptionsgefäße und die Resonanzlampe in dauernder Verbindung mit einem Pumpenaggregat. Der Druck des Hg-Dampfes in R , A_I und A_{II} beträgt ca. 0,001 mm, entsprechend dem Sättigungsdruck bei Zimmertemperatur (20° C).

Die Intensität der Resonanzstrahlung wird mit Hilfe der Photozelle P in Verbindung mit einer Verstärkeranordnung V gemessen. Als Photozelle dient eine im Institut aus Quarz hergestellte und mit Helium gefüllte Kaliumhydrürzelle, deren Entladungspotential bei 175 Volt liegt. Die Anode der Photozelle ist mit dem Gitter einer Doppelgitterröhre verbunden. An der Kathode liegt der negative Pol einer Batterie von 160 Volt; der positive Pol führt zum Heizfaden der Elektronenröhre.

Als ultraviolettdurchlässiges Nicol N wird ein Glan'sches Prisma mit der kreisförmigen Öffnung von 12 mm Durchmesser verwendet. Die Richtung des elektrischen Vektors wird parallel zur Richtung der Magnetfeldlinien eingestellt.

Die Magnetfelder H_I und H_{II} wurden durch Elektromagnete erzeugt. Die Polschuhe vom Elektromagnet I sind 12×12 cm; diejenigen von Elektromagnet II haben einen Durchmesser von 8,5 cm. Es wurden Felder bei H_I bis zu 3600 Gauss und bei H_{II} bis zu 8000 Gauss verwendet. Das konstante Feld H_I im Betrage von 3430 Gauss variiert von der Mitte des Absorptionsgefäßes A_I bis zu dessen Ende um maximal 0,85%. Für das Feld H_{II} von 7400 Gauss beträgt der analoge Unterschied 0,70%. Das Streufeld der Elektromagnete, besonders das von Elektromagnet I, ist bedeutend. Es beträgt z. B. bei H_I von 3600 Gauss am Ort der Resonanzlampe 8–10 Gauss, was eine Aufspaltung der Resonanzlinie 2537 ÅE. von etwa $3,5\text{--}4,5 \cdot 10^{-5}$ ÅE. oder $\frac{1}{30}$ — $\frac{1}{25}$ der theoretischen Halbwertsbreite bewirkt. Diese geringe Aufspaltung ist aber ohne merklichen Einfluss auf unsere Resultate. Die

¹⁾ P. KUNZE, Ann. d. Phys. **85**, 1013, 1928.

beiden Felder H_I und H_{II} haben dagegen eine erhebliche Wirkung auf den Strom der Verstärker-Elektronenröhre. Ein zwischen den Elektromagnet II und die Photozelle-Elektronenröhre aufgestellter Schutzschild aus doppeltem Eisenblech von je 1 mm Dicke schirmt die Elektronenröhre noch nicht vollkommen ab. Das übrigbleibende Feld wird durch ein zusätzliches entgegengerichtetes Feld an der Stelle, wo sich die Photozelle und die Elektronenröhre befindet, kompensiert. Dazu dienen zwei eisenfreie Spulen von 26 cm innerem Durchmesser, die beidseitig von Photozelle und Elektronenröhre angebracht sind. Während der Messungen wird die Kompensation für jedes Feld durchgeführt.

Verstärkeranordnung.

Die Dreielektrodenröhre als Verstärker für schwache Photo- oder Ionenströme überhaupt¹⁾ wurde von SCHEIN²⁾ und BRAZD-

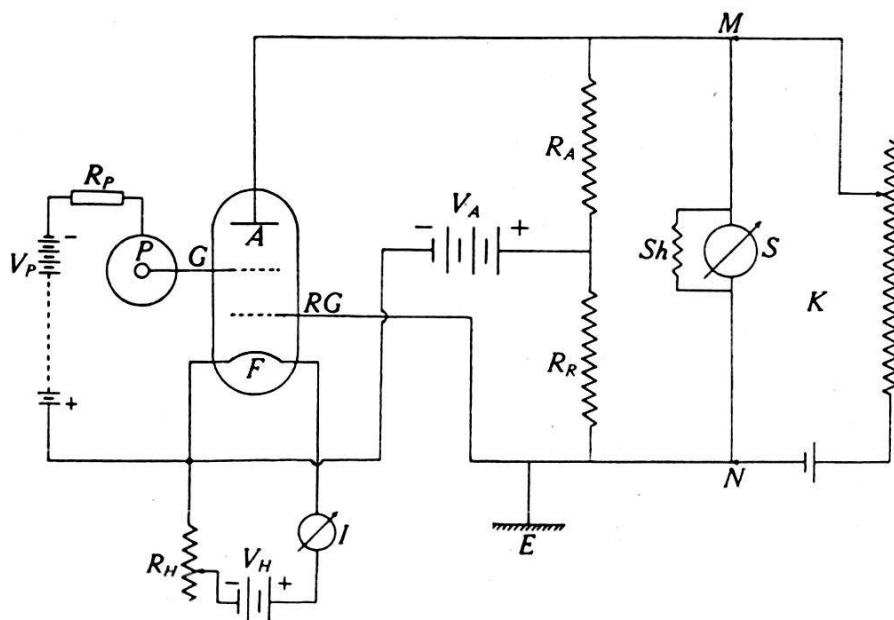


Fig. 2.

Verstärkerschaltung.

ŽIUNAS³⁾ erfolgreich verwendet, um exakte Intensitätsmessungen der Resonanzstrahlung durchzuführen. Wir haben als Verstärker-röhre eine Doppelgitterröhre (Dosismeterröhre für Röntgenstrahlen von Siemens) benutzt, die 1. eine ausgezeichnete Gitterisolation besitzt und 2. kleine Anodenspannung braucht (6 Volt).

¹⁾ EDGAR MEYER, H. ROSENBERG und F. TANK, Arch. de Genève (5) **2**, 260, 1920; H. ROSENBERG, Die Naturwissenschaften **9**, 359 und 389, 1921; G. DU PREL, Ann. d. Phys. **70**, 199, 1923.

²⁾ M. SCHEIN. l. c.

³⁾ P. BRAZDŽIUNAS, Ann. d. Phys. **6**, 739, 1930.

Sie wurde in einer von ZUBER¹⁾ angegebenen Schaltung verwendet, die gestattet, den Einfluss der Schwankungen der Anoden- und Heizspannungen bedeutend zu verkleinern.

Die Schaltung ist in Fig. 2 wiedergegeben. Es bedeutet: A die Anode, G das Gitter, RG das Raumladegitter und F den Heizfaden der Röhre; V_A die Spannung der Anodenbatterie, V_H diejenige der Heizbatterie, S das Galvanometer, Sh der Shunt von S , J ein Amperemeter im Heizstromkreis, R_A und R_R die

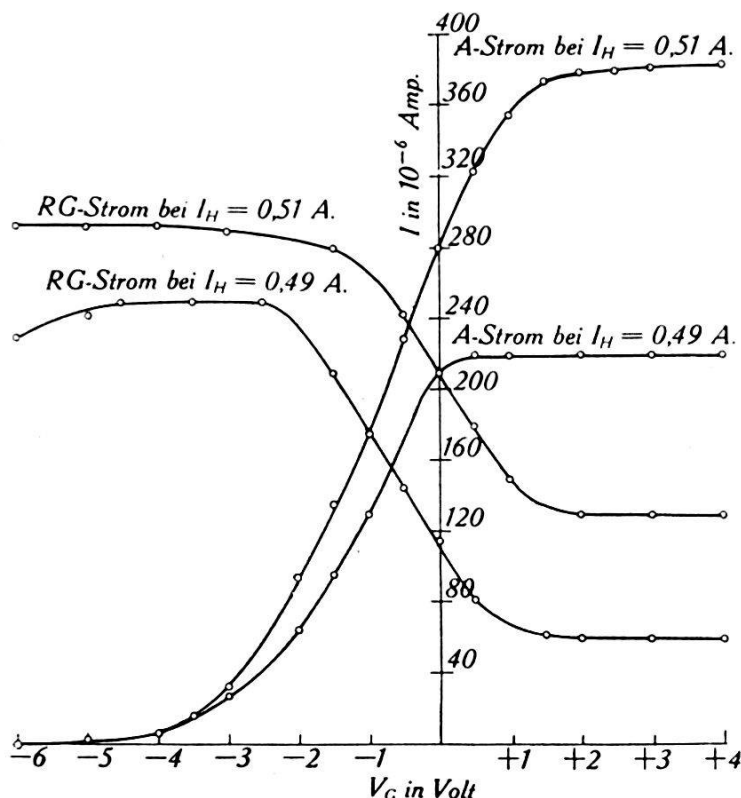


Fig. 3.

Die Kennlinien für den Anoden (A)- bzw. Raumladegitter (RG)-Strom für eine konstante Anodenspannung V_A von 6 Volt als Funktion der Gitterspannung V_G .

Widerstände des Anoden- bzw. Raumladegitterkreises. Das Gitter G ist mit der Anode der Photozelle P verbunden. Die Kathode von P ist über einen Schutzwiderstand R_P von $5 \cdot 10^5$ Ohm mit dem negativen Pol einer Trockenbatterie V_P von 160 Volt verbunden; der positive Pol von V_P führt zum Heizfaden der Röhre. Das Raumladegitter ist geerdet. K bedeutet einen Kompensationskreis, der bei den definitiven Messungen an das Galvanometer in den Punkten M und N angebracht wurde.

Entsprechend den zwei Stromzweigen in der Röhre sind in Fig. 3 und 4 die Kennlinien für den Anoden- bzw. den Raumladegitterstrom zusammengestellt. An das Gitter G wurden Span-

¹⁾ K. ZUBER, Helv. Ph. Acta VI, 495, 1933.

nungen (Abszisse) von -6 bis $+4$ Volt angelegt und die dazu entsprechenden Anoden bzw. Raumladegitterströme (Ordinate) mit Hilfe eines Amperemeters von der Empfindlichkeit $2,76 \cdot 10^{-7}$ Amp. pro Skalenteil gemessen. Die Widerstände R_A und R_R wurden dabei ausgeschaltet. Die Kurven der Fig. 3 beziehen sich auf zwei Heizströme (0,49 und 0,51 Amp.) bei einer konstanten Anodenspannung V_A von 6 Volt. Die Kurven der Fig. 4 ent-

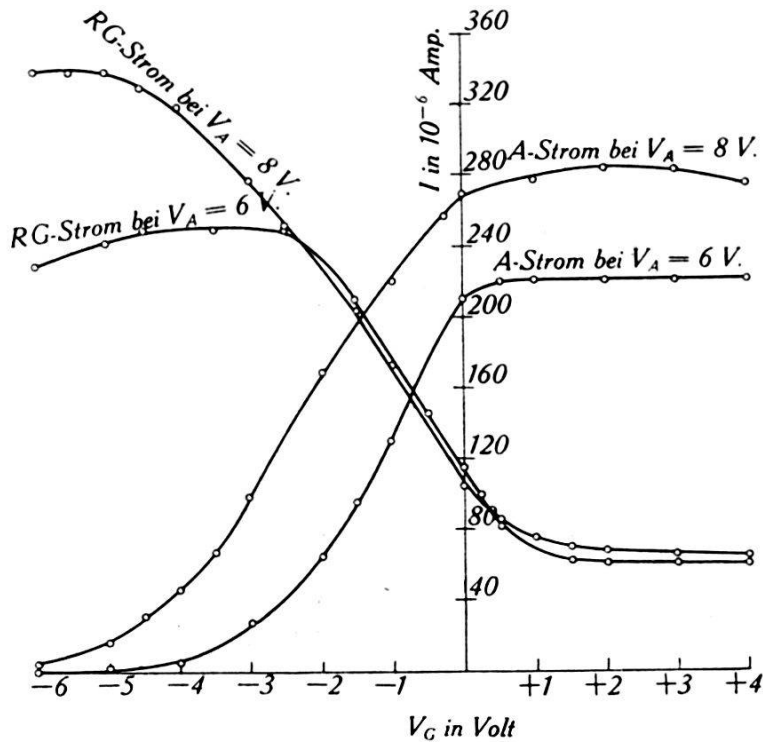


Fig. 4.

Die Kennlinien für den Anoden (A)- bzw. Raumladegitter (RG)-Strom für einen konstanten Heizstrom I_H von 0,49 Amp. als Funktion der Gitterspannung V_G .

sprechen dagegen zwei verschiedenen Anodenspannungen (6 und 8 Volt) bei einem konstanten Heizstrom J_H von 0,49 Amp.

Eine Änderung der Gittervorspannung V_G bewirkt eine solche des Stromes im Anoden- bzw. Raumladegitterkreis. Die letzteren haben Potentialänderungen der Punkte M und N zur Folge, welche für den Verstärkungsstrom im Galvanometerkreis massgebend sind. Die Wirkung der Spannungsschwankungen der Batterien V_A und V_H besteht darin, dass sie Schwankungen der Ströme in beiden Zweigen und damit die Änderungen der Potentiale von M und N hervorrufen.

Betrachten wir den Verlauf der Kennlinien im Bereich der Gittervorspannung von 0 bis -2 Volt, dann finden wir folgendes:

1. Wir setzen voraus, dass die Anodenspannungen und die Heizströme konstant sind. Bei Änderung der Gittervorspannung

ändern sich die Anoden- und Raumladegitterströme im entgegengesetzten Sinne, d. h. es nimmt der Anodenstrom zu und der Raumladegitterstrom ab, oder umgekehrt. Das bewirkt ungleiche Änderung der Potentiale von M und N und damit eine Änderung des Stromes im Galvanometerkreis.

2. Ändert sich der Heizstrom im Bereich von 0,49 bis 0,51 Amp. bei konstanter Anodenspannung von 6 Volt (Fig. 3), dann ändern sich die Ströme im Anoden- und Raumladegitterkreis im gleichen Sinne, d. h. es nehmen beide Ströme gleichzeitig zu oder gleichzeitig ab. Die Potentialänderungen der Punkte M und N erfolgen dann im gleichen Sinne: beide nehmen entweder zu oder ab. Dasselbe gilt auch für die Schwankungen der Anodenspannung beim konstanten Heizstrom (Fig. 4). Bei passender Wahl der Schaltungselemente kann man erreichen, dass die Änderungen der Anoden- und Heizspannungen gleich grosse Potentialdifferenzen der Punkte M und N und damit keine Änderung des Stromes im Galvanometerkreis zur Folge haben. In diesem Fall ist die Wirkungsweise der Schaltung einer Röhre (Fig. 2) analog derjenigen der sogenannten Brückenschaltung zweier Röhren¹⁾.

Damit die Potentialdifferenz zwischen den Punkten M und N (und auch der Nullpunkt des Galvanometers) unabhängig von den Änderungen der Anodenspannung V_A (V_H als konstant angenommen) wird, muss nach ZUBER²⁾ die Bedingung $R_A \cdot S_A = R_R \cdot S_R$ erfüllt sein. Dabei bedeuten S_A und S_R die Steilheiten der Kurven für den Anoden- bzw. Raumladegitterstrom bei dem entsprechenden Widerstand R_A bzw. R_R . Diese Gleichung lässt sich für verschiedene Wertepaare R_A und R_R erfüllen. Damit die Potentialdifferenz zwischen M und N auch vom Heizstrom unabhängig wird, muss man eine weitere Bedingungsgleichung für R_A und R_R aufstellen, die gleichzeitig mit der ersten zu erfüllen ist.

Das Widerstandspaar R_A und R_R , welches am besten den Zuber'schen Bedingungen entspricht, wurde für unsere Röhre durch Ausprobieren gefunden. Dabei ist gleichzeitig darauf zu achten, dass der Verstärkungsgrad genügend gross ist und zwischen dem zu messenden Photostrom und dem Galvanometerausschlag Proportionalität besteht. Als günstigster Wert von R_A und R_R erwies sich $R_A = 100,000$ Ohm und $R_R = 10,000$ Ohm. In welchem Masse bei dieser Wahl von R_A und R_R der Galvanometerausschlag noch von Änderungen der Batteriespannungen V_A und V_H ab-

¹⁾ C. E. WYNN-WILLIAMS, Proc. Camb. Phil. Soc. **23**, 811, 1927.

²⁾ K. ZUBER, l. c.

hängig ist, zeigt Fig. 5. In Fig. 5a ist der Galvanometeraussschlag als Funktion des Heizstromes, in Fig. 5b als Funktion der Anodenspannung aufgetragen. Auf Grund dieser Kurven wurde für die definitiven Messungen $V_A = 6$ Volt und $J_H = 0,5$ Amp. gewählt. In diesem Falle hängt der Ausschlag des Galvanometers nur noch sehr wenig von kleinen Änderungen der Batteriespannungen ab. Die in bezug auf Konstanz des Ausschlages noch eher günstigere Anodenspannung von 4 Volt ist aus folgendem Grunde ungeeignet: der Emissionsstrom wird dann so klein, dass die Zeiten für die Aufladung bzw. die Entladung des Gitters und damit

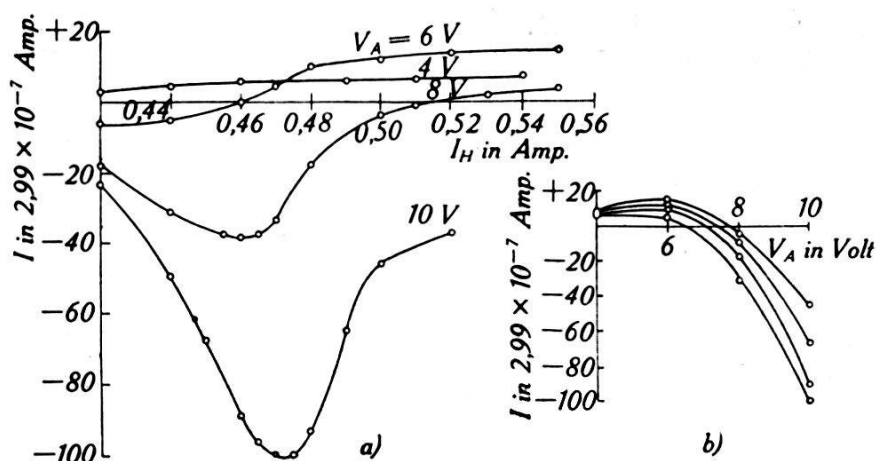


Fig. 5.

Der Strom im Galvanometer der Fig. 2 als Funktion: a) des Heizstromes (I_H), b) der Anodenspannung (V_A). $R_A = 100000$ Ohm, $R_R = 10000$ Ohm für die Heizströme $T_H = 0,50; 0,49; 0,48; 0,47$ Amp. kleinster Heizstrom unten.

für die Einstellung des Galvanometers bei einer Änderung des Photostromes unbequem gross werden.

Die Proportionalität zwischen dem Photostrom und dem Galvanometeraussschlag wurde folgendermassen untersucht: In den Strahlengang zwischen die Resonanzlampe und das Magnetfeld H_1 (Fig. 1) wird ein Messingschirm hineingebracht, der zwei durch Messingplatten verschliessbare Fenster besitzt. Zuerst wird das eine Fenster (F_I), dann das andere Fenster (F_{II}) und zuletzt beide zusammen ($F_I + F_{II}$) geöffnet und der Galvanometeraussschlag gemessen. In Tab. 1 sind die Resultate der Messungen mit verschiedenen Lichtintensitäten zusammengestellt. Die Zahlen beweisen das Vorhandensein genügender Proportionalität. Die definitiven Messungen wurden nur im untersuchten Helligkeitsintervall (bis zu 180 Sk.-Teilen) durchgeführt.

Da es sich bei den Versuchen um Messung sehr schwacher Lichtintensitäten handelt (Abstand von Resonanzlampe bis Photozelle beträgt 158 cm, im Strahlengang befinden sich zwei Ab-

Tabelle 1.

Messreihe	F_I offen	F_{II} offen	F_I und F_{II} offen	Summe: $F_I + F_{II}$
1	22	20,5	42	42,5
2	52,5	60	113	112,5
3	86	94	178	180
4	78	87	166	165
5	96,2	63,3	160,8	159,5

sorptionsgefäße von 8 bzw. 7 cm Länge und ein Nicol, die einen Teil des Lichtes wegabsorbieren; der Strahlengang ist bis auf 12 mm Durchmesser abgeblendet), ist es nicht nur wichtig, dass die Galvanometeraus schläge von Schwankungen der Batteriespannungen unabhängig sind, sondern dass auch der Aufbau der Verstärkeranordnung sorgfältig durchgeführt ist. Von besonderer Wichtigkeit sind gute Isolation der Apparaturteile, sichere Kontakte und Verbindungsstellen. Photozelle und Verstärkerröhre sind in einem Metallkasten eingebaut. Die übrigen Teile der Verstärkerapparatur befinden sich auch in einem metallischen Kasten. Die äussern Verbindungsdrähte werden in mit Staniolpapier umwickelte Glasröhren verlegt. Die Kästen und die Staniolumwicklungen sind geerdet. Damit ist die Verstärkeranordnung gegen elektrostatische und elektromagnetische Störungen genügend geschützt.

Messergebnisse.

a) Versuche in schwachen Feldern.

Aus den Beobachtungen von MACNAIR¹⁾ folgt, dass die vier Hyperfeinstrukturkomponenten $-10,4$; 0 ; $+11,5$ und $+21,5$ unverschobene π -Zeemankomponenten besitzen und dass die π -Komponente von $-25,4$ mit wachsenden Feldern sich nach längeren Wellen verschiebt. Das hat MROZOWSKI benutzt, um das π -Licht einer einzigen Komponente auszufiltern. In unserer definitiven Versuchsanordnung (Fig. 1) geschieht diese Filterung folgendermassen: Lässt man die Hg-Linie 2537 aus der Resonanzlampe R durch das Absorptionsgefäß A_I von 81,5 mm Länge gehen, welches sich in einem Magnetfeld von etwa 3500 Gauss befindet, so wird das π -Licht der Komponenten $-10,4$; 0 ; $+11,5$ und $+21,5$ von den entsprechenden unverschobenen π -Zeemanabsorp-

¹⁾ W. A. MACNAIR, l. c.

tionslinien absorbiert und nur das π -Licht von $-25,4$ durchgelassen. Hinter dem Nicol N, welches nur das π -Licht durchlässt (elektrischer Vektor parallel den Feldlinien), bekommt man das gefilterte π -Licht von $-25,4$ allein. Ein zweites Absorptionsgefäß A_{II} , das sich in einem variablen Magnetfeld befindet, ermöglicht uns dann unter Verwendung der Photozelle P in Verbindung mit der Verstärkeranordnung V , Versuche mit einer einzigen Hyperfeinstrukturkomponente auszuführen. In dieser Anordnung sind also die wichtigsten Ergebnisse von MROZOWSKI mit der schönen Messmethode von MALINOWSKI-SCHEIN vereinigt.

Nach dem Thermeschema des Hg-Spektrums besitzt das Hg-Atom zwei Resonanzlinien: $2537 \text{ \AA E. } (^1S_0—^3P_1)$ und $1849 \text{ \AA E. } (^1S_0—^1P_1)$. Letztere kann in Resonanz nur sehr schwer beobachtet werden, weil der Luftsauerstoff im Gebiet der Linie starke Absorption zeigt¹⁾. Die von STOLL²⁾ in unserem Institut gemachten spektrographischen Aufnahmen in CO_2 zeigen, dass die Intensität dieser Linie bei 30 cm Abstand zwischen der Resonanzlampe und der photographischen Platte ca. 1000mal kleiner als die der Linie 2537 ist. Bei der grossen Länge des in der Luft verlaufenden Strahlenganges kann daher die Resonanzlinie 1849 keine merkliche Wirkung ausüben.

Nach den Versuchen von FÜCHTBAUER³⁾ und WOOD⁴⁾ können in einer Resonanzlampe noch andere Linien angeregt werden. Bei Bestrahlung mit der Linie 2537 entstehen zunächst in der Resonanzlampe 3P_1 -Atome, die meistens mit der Rückkehr in den Grundzustand 1S_0 die Emission der Linie 2537 hervorrufen. Ein kleiner Bruchteil der 3P_1 -Atome (etwa 5%) kann aber z. B. durch die Absorption der im Hg-Bogen enthaltenen Linien 3125 und 3131,5 in den 3D_1 - bzw. 3D_2 -Zustand gelangen, von dem die Remission der Linien 3662,8, 3131,5, 2967,3 bzw. 5770, 3654, 3125 möglich ist⁵⁾. Die spektroskopischen Aufnahmen unserer Resonanzlampe im ultravioletten Gebiet²⁾ zeigen aber kein anderes Licht zwischen den Linien 2537 und 1849. Der Anteil an Licht oberhalb 3131,5 $\text{\AA E.}$ wird durch eine Differenzmessung bestimmt, indem in den Strahlengang eine Glasplatte hineingebracht wird, die Licht unterhalb dieser Wellenlänge absorbiert.

Ausser dem Resonanzlicht spielt eine Rolle das primäre Licht des Bogens, von dem eine beträchtliche Menge durch Re-

¹⁾ W. RUMP, ZS. f. Phys. **31**, 901, 1925.

²⁾ Die Arbeit von B. STOLL ist noch nicht veröffentlicht.

³⁾ C. FÜCHTBAUER, Phys. ZS. **21**, 635, 1920.

⁴⁾ R. W. WOOD, Phil. Mag. **50**, 774, 1925.

⁵⁾ Hdb. d. Exp.-Phys., Bd. XXI, 114, Artikel von Joos.

flexion, Brechung und Beugung am Resonanzgefäß in die Photozelle gelangt. Dieses Streulicht, das hauptsächlich dem sichtbaren Gebiet angehört, hängt im wesentlichen von der Geometrie der Apparatur, aber auch von anderen unkontrollierbaren Faktoren ab (Stromstärke im Bogen, Alter und Gasgehalt des Bogens, Staub an den Quarzfenstern, Dampfdichte in der Resonanzlampe usw.¹⁾). Seine Absorbierbarkeit ist aber anders, auf jeden Fall geringer, als die des Resonanzlichtes. Um das sichtbare Streulicht zu eliminieren, wird eine Glasplatte als Filter verwendet, die das kurzwellige Licht bis zur Hg-Linie 3131,5 absorbiert und das langwelligere durchlässt. Die Glasplatte wird in den Strahlengang zwischen die Linse L_2 und das Absorptionsgefäß A_1 (Fig. 1) hineingebracht. Gemessen wird die Intensität des in die Photozelle gelangten Lichtes: einmal mit Glasplatte und das andere Mal ohne Glasplatte. Die Differenz der Galvanometerausschläge in beiden Fällen gibt ein Mass für die Intensität des Lichtes, welches den Linien mit kleineren Wellenlängen als 3131,5 entspricht. Die Differenz zwischen dem Ausschlag im Fall „mit Glasplatte“ und dem Nullpunkt des Galvanometers bei unbelichteter Photozelle gibt ein Mass des durch die Glasplatte durchgelassenen Lichtes. Einfachheitshalber wollen wir das erste als „ultraviolettes Licht“ und das zweite als „sichtbares Licht“ bezeichnen. Da die Intensität des sichtbaren Lichtes nicht vom Magnetfeld abhängt, wurde die Wirkung des während der Messungen geänderten Magnetfeldes auf die Verstärkeranordnung stets durch die Kompensationsspulen kompensiert, und zwar derart, dass bei eingeschalteter Glasplatte der Galvanometerausschlag für die verschiedenen Magnetfelder stets der gleiche war.

Fig. 6 gibt die Messergebnisse in Feldern bis zu 3000 Gauss wieder, falls sich nur ein Absorptionsgefäß (A_I in H_I oder A_{II} in H_{II}) im Strahlengang befindet. Als Abszissen sind die Feldstärken in Gauss und als Ordinaten die Intensitäten des durch das Absorptionsgefäß durchgelassenen ultravioletten Lichtes in Skalenteilen des Galvanometerausschlages aufgetragen. Es sind die Messungen von drei Versuchen dargestellt. Die Kurven I und II gelten für ein Absorptionsgefäß von 80,5 bzw. 41,5 mm Länge; das Quecksilber im Ansatzrohr des Absorptionsgefäßes besitzt Zimmertemperatur von 20° C, was einem Sättigungsdruck des Hg-Dampfes von 0,0013 mm Hg entspricht. Die Kurve III bezieht sich auf ein Absorptionsgefäß von 80,5 mm Länge; das Ansatzrohr mit dem Quecksilbertropfen befindet

¹⁾ P. KUNZE, l. c.

sich in einer Mischung von Eis und Wasser von $0,2^{\circ}\text{C}$, so dass ein Sättigungsdruck des Hg-Dampfes im Absorptionsgefäß von ca. $0,00021\text{ mm Hg}$ zu erwarten ist. Die Messpunkte dieser drei unabhängigen Versuche werden vergleichbar gemacht, indem man die Anfangsintensität (bei $H = 0$) für alle Versuche zu 40 annimmt und die anderen Intensitäten entsprechend reduziert.

Wie aus der Fig. 6 folgt, wird das ultraviolette Licht bei $H = 0$ nicht vollständig durch die Hg-Atome im Absorptions-

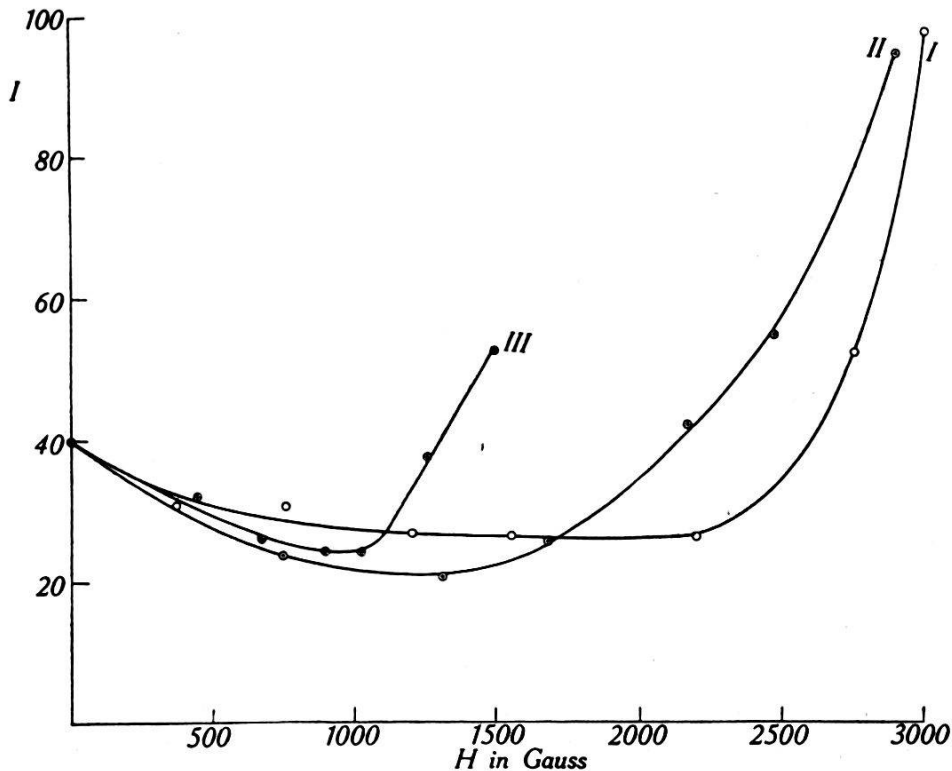


Fig. 6.

Verlauf der durchgelassenen Intensität I in Abhängigkeit von der Feldstärke H .
 I. Kurve: Absorptionsgefäß (A.G.) von 80,5 mm Länge, Zimmertemperatur $t = 20^{\circ}\text{C}$;
 II. Kurve: Länge von A.G. 41,5 mm, Zimmertemperatur $t = 20^{\circ}\text{C}$;
 III. Kurve: Länge von A.G. 80,5 mm, Temperatur $t = 0,2^{\circ}\text{C}$.

gefäß absorbiert; eine gewisse Menge davon geht durch. Mit wachsenden Feldern nimmt die Intensität des durchgelassenen Lichtes zuerst ab. Im Fall I (Absorptionsgefäß von 80,5 mm Länge) erreicht die Intensität ihren minimalen Wert bei etwa 1200 Gauss, bleibt bis 2100 Gauss konstant und nimmt dann rasch zu. In den anderen Fällen bekommt man im allgemeinen eine ähnliche Senkung, nur beginnt der Anstieg der Kurven bei relativ kleineren Feldern: Kurve II bei 1400 Gauss, Kurve III bei 1000 Gauss. Bemerkenswert sind die Kurven I und III; sie beziehen sich auf dasselbe Absorptionsgefäß, aber der Sättigungsdruck des Hg-Dampfes ist verschieden: im Fall des sechsmal kleineren

Dampfdruckes (Kurve III) beginnt die Intensitätskurve schon bei zweimal kleinerem Felde anzusteigen.

Um über die Natur des Lichtes, das den Intensitätsverlauf bei diesen Versuchen bedingt, etwas aussagen zu können, wird das Ansatzrohr der Resonanzlampe mit dem Quecksilber in flüssige Luft eingetaucht und damit der Hg-Dampf ausgefroren. Gemessen wird die Intensität des durch das Absorptionsgefäß von 80,5 mm Länge durchgelassenen ultravioletten bzw. sichtbaren Lichtes. Die Resultate sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Die Zahlen der zwei letzten vertikalen Reihen bedeuten die gemessenen Intensitäten des ultravioletten bzw. sichtbaren Lichtes in Skalateilen der Galvanometerausläge.

Tabelle 2.

H (Gauss)	Temperatur	Ultraviolettes Licht	Sichtbares Licht
0	20° C.	18	38
	Flüssig. Luft	2	25
1030	20° C.	12,5	38
	Flüssig. Luft	3	20
3000	20° C.	51	37,5
	Flüssig. Luft	6	20

Die Ergebnisse der Fig. 6 und der Tab. 2 lassen sich verstehen, wenn man annimmt, dass von der Resonanzlampe ausser dem Resonanzlicht noch ultraviolettes Streulicht ausgeht. Ein Teil dieses Lichtes wird durch Streuung der Quecksilberatome, ein anderer Teil durch Reflexion, Brechung und Beugung am Resonanzgefäß in die Beobachtungsrichtung gelangen. Das Resonanzlicht ergibt scharfe Hyperfeinstrukturkomponenten, das Streulicht dagegen besitzt eine der Quecksilberlampe entsprechende Intensitätsverteilung. Zwischen den einzelnen Hyperfeinstrukturkomponenten befindet sich daher vermutlich ein kontinuierlicher Untergrund, der vom Streulicht herrührt.

Die Senkung am Anfang der Kurve lässt sich nun wie folgt verstehen: Im Felde Null wird die Resonanzlinie 2537 von den Quecksilberatomen im Absorptionsgefäß ganz absorbiert, dagegen das Licht des Untergrundes nur schwach absorbiert und meistens durchgelassen; es bedingt die anfängliche Intensität der Kurven (Fig. 6). Legt man das Feld an, dann spalten die anomalen Absorptionskomponenten der Hyperfeinstruktur auf und absor-

bieren auch denjenigen Anteil des Untergrundes, welcher den Frequenzen der aufgespaltenen Absorptionskomponenten entspricht. Da bei nicht zu grossen Feldern immer noch genügend Atome im langen Absorptionsgefäss vorhanden sind, um das Resonanzlicht zu absorbieren, nimmt die Menge des in die Photozelle gelangten ultravioletten Lichtes ab und die Intensitätskurven zeigen ihre charakteristische Senkung. Bei noch grösseren Feldern wird, wie wir später sehen werden, das π -Licht der Hyperfeinstrukturkomponente von $-25,4$ durchgelassen, und deswegen beginnen dann die Kurven anzusteigen.

Bei der Temperatur der flüssigen Luft verschwindet die Intensität des ultravioletten Lichtes nicht vollständig (Tab. 2), sondern es bleibt ein gewisser kleiner Wert übrig. Dies kann man nur auf das Licht, welches durch Reflexion, Brechung und Beugung in die Beobachtungsrichtung gestreut wird, zurückführen. Während sich die Intensität des sichtbaren Lichtes bei Zimmertemperatur mit dem Feld nicht ändert, nimmt sie bei der Temperatur der flüssigen Luft bis zu 55—65% des ursprünglichen Wertes ab. Für einen Teil des sichtbaren Streulichtes ist also die Anwesenheit des Quecksilberdampfes notwendig. Es könnte dieser Anteil vielleicht durch angeregte Resonanz¹⁾ und durch das an den Quecksilberatomen im Resonanzgefäss gestreute Licht zustande kommen.

Es ist zu bemerken, dass diese anfänglichen Versuche ohne die Blende B_1 (Fig. 1) durchgeführt worden sind. Die Leuchtschicht des Quecksilberdampfes in der Resonanzlampe war deswegen ausgedehnt und nicht gleichmässig intensiv bestrahlt; das Maximum der eingestrahlten Intensität lag etwas hinter dem Austrittsfenster (bei der Blende B_2), so dass wir es in diesem Falle mit einer etwas verbreiterten, selbstumgekehrten Emissionslinie zu tun haben. Das ist der Grund, warum der Anstieg der Kurven erst bei verhältnismässig grossen Feldern beginnt. Wir werden später sehen, dass dieser Anstieg bei kleineren Feldern eintritt, falls die Blende B_1 angebracht ist.

Die anfänglichen Versuche wurden auch zur Justierung des Nicols benutzt. Das Nicol wurde zuerst so orientiert, dass der elektrische Vektor senkrecht zu den Magnetfeldlinien schwingt. Dies geschah folgendermassen: Das durch das Absorptionsgefäss durchgelassene σ -Licht besitzt bei einem Feld von 1300 Gauss ein Maximum²⁾, das π -Licht ist dagegen bei diesem Feld sehr

¹⁾ C. FÜCHTBAUER und R. W. WOOD, l. c.

²⁾ M. SCHEIN, l. c., p. 288.

schwach. Untersucht man daher bei 1300 Gauss das durchgelassene Licht als Funktion des Drehwinkels des Nicols, so lässt sich leicht die σ -Stellung des Nicols finden. Die Genauigkeit, mit der die σ -Stellung und damit auch die π -Stellung eingestellt werden konnte, war etwa 2° . Bei 2° Abweichung von der richtigen π -Stellung errechnet sich der durchgelassene σ -Anteil zu 0,12% des auf das Nicol auffallenden σ -Lichtes. Da dieses Licht einen Galvanometerausschlag von höchstens 170 Skalenteilen ergab, so liegt der σ -Anteil, der unsere Messresultate fälschen konnte, mit 0,2 Sk.-Teilen innerhalb unserer Genauigkeitsgrenze von etwa 1 Sk.-Teil.

Auf diese Weise wurde das Nicol in bezug auf den Elektromagneten H_{II} justiert. Dann wurde der Elektromagnet H_I so aufgestellt, dass die Feldlinien parallel zum elektrischen Vektor des festgehaltenen Nicols sind.

Bei unserer Versuchsanordnung muss darauf geachtet werden, dass der Polarisationszustand des Lichtes längs des Weges zwischen dem Absorptionsgefäß A_I und dem Nicol N einerseits, und zwischen dem Nicol N und dem Absorptionsgefäß A_{II} andererseits nicht geändert wird. Es wurde daher untersucht, ob die an A_I und A_{II} angekitteten Quarzplatten diesen Zustand nicht ändern. Von besonderer Wichtigkeit sind offenbar diejenigen Platten von A_I und A_{II} , welche auf den Seiten gegen das Nicol hin liegen. Es zeigte sich, dass sie nicht aus vollkommen amorphem Quarz bestanden. Im Polarisationsapparat gab sich ein Bild, als ob in die amorphe Quarzmasse kleine Quarzstückchen von kristallinischer Struktur eingebettet seien, welche Doppelbrechung zeigen. Bei der quantitativen Untersuchung des Einflusses dieser Doppelbrechung benutzte man gefiltertes Licht (Gallois-Filter) eines kleinen, durch Akkumulator betriebenen Lämpchens. Gemessen wurde mit Hilfe der Photozelle-Verstärkeranordnung diejenige Aufhellung, welche auftritt, wenn die zu untersuchende Platte zwischen zwei gekreuzte Nicol hineingebracht wird. Die gleiche Aufhellung wurde dann ohne Platte durch Drehen des einen Nicols eingestellt und dessen Drehwinkel abgelesen. Dabei wurde der Reflexionsverlust an der Platte berücksichtigt¹⁾. An die Absorptionsgefäße A_I und A_{II} wurden Quarzplatten angekittet, deren entsprechender Drehwinkel höchstens $105'$ betrug. Diesem Winkel entsprechen 0,093% der gesamten Intensität des σ -Lichtes. Die Korrektur, angewendet auf die beiden Quarzplatten von A_I

¹⁾ Die Untersuchungen der Quarzplatten wurden gemeinsam mit Herrn F. MÜLLER durchgeführt.

und A_{II} , die gegen das Nicol zu liegen, beträgt also weniger als 0,19% der Intensität des gesamten von A_I durchgelassenen σ -Lichtes beim betreffenden Magnetfeld. Diese geringe Menge beeinflusst die Resultate unserer Messungen nicht.

Nach jeder Messung wurde eine Entmagnetisierung der beiden Elektromagnete H_I und H_{II} durchgeführt. Während der Dauer der Messreihe wurde darauf geachtet, dass der magnetisierende Strom und damit das Magnetfeld stets nur zunahm.

b) *Versuche bei mittleren Feldern.*

Zuerst wurden Versuche gemacht, um das von MROZOWSKI beobachtete, gefilterte π -Licht der Hyperfeinstrukturkomponente $-25,4$ allein zu erhalten.

Das Absorptionsgefäß A_{II} von 44 mm Länge befand sich im Magnetfeld H_{II} ; dabei sind A_I und H_I ausgeschaltet. Fig. 7 stellt

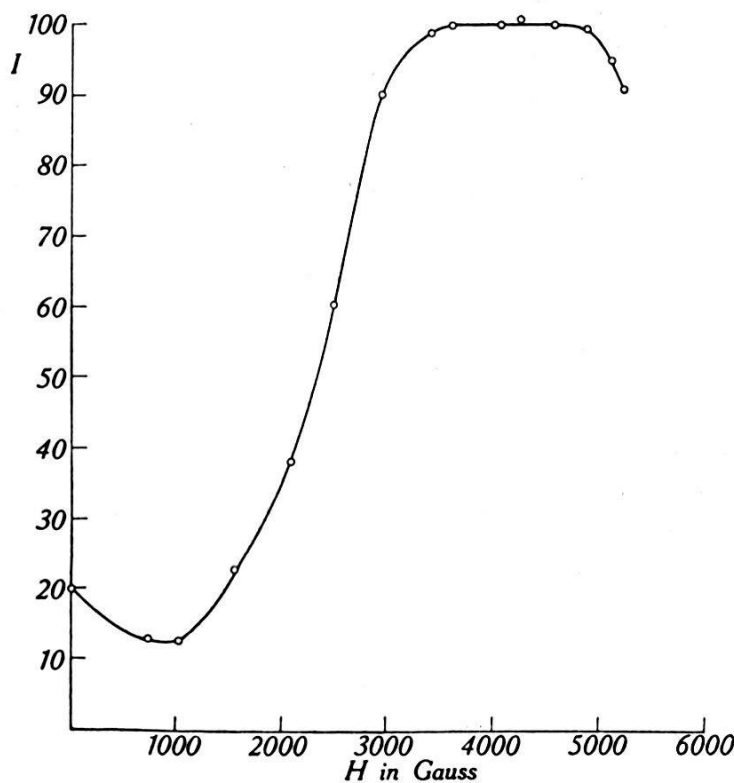


Fig. 7.

Durchgelassene Intensität I als Funktion des Magnetfeldes H für A_{II} von 44 mm Länge. A_I herausgeklappt.

den Intensitätsverlauf bis zu Feldern von 5200 Gauss dar. Die Kurve ist folgendermassen zu deuten:

Im Felde Null wird durch das Absorptionsgefäß nur das Streulicht durchgelassen. Bis zu 1000 Gauss zeigt die Kurve die oben besprochene Senkung. Oberhalb 1000 Gauss tritt, wie dies

aus den Versuchen von MROZOWSKI folgt, das π -Licht der Komponente von $-25,4$ allein auf. Die Intensität nimmt zu, erreicht bei 3500 Gauss ihr Maximum und bleibt von hier bis zu 4750 Gauss konstant. Weiter beginnt die Intensität abzunehmen. Daraus schliessen wir, dass im Bereich von 3500 bis 4750 Gauss das π -Licht von $-25,4$ völlig durchgelassen ist. Dieses Ergebnis, welches mit den Beobachtungen von MROZOWSKI in Übereinstimmung ist, wurde benutzt, um mit dem gefilterten π -Licht von $-25,4$ allein zu arbeiten.

Weiterhin wurden die Versuche mit beiden Magnetfeldern durchgeführt: in H_I wird das π -Licht von $-25,4$ gefiltert und in H_{II} untersucht. Um noch grössere Felder mit H_{II} zu erreichen, wird der Abstand zwischen den Polschuhen auf 19,7 mm verringert und ein Absorptionsgefäss A_{II} von 18 mm Durchmesser hergestellt.

In den Feldern H_I und H_{II} befinden sich Absorptionsgefässe von 81,5 bzw. 41,5 mm Länge (Fig. 1). Das Feld H_I ist konstant und beträgt 3550 Gauss. Gemessen wird die Intensität des gefilterten π -Lichtes von $-25,4$ als Funktion des Feldes H_{II} . Die Messung verläuft nach der oben besprochenen Weise. Die beobachteten Intensitäten werden umgerechnet, indem man die maximale Intensität gleich 100 setzt. Tabelle 3 gibt die erhaltenen

Tabelle 3.

H	J	H	J	H	J	H	J
0	19,4	—	—	0	19,8	0	19
720	14	4670	100	3750	100	3440	99
945	14	5810	68,5	4300	100	3900	100
1320	20	7260	89	4670	99,7	4240	99
2050	46	7630	89	4960	93,3	4570	100
2370	59,5	—	—	5310	86	4870	93,7
2710	80	—	—	5740	72,7	5160	85,8
3130	96,5	—	—	5850	70	5560	77,2
3550	100	—	—	6050	72,2	5850	68,6
3770	100	—	—	6240	73,5	6120	71,9
4300	100	—	—	6950	88	6550	83,8
4540	100	—	—	7210	90	6770	89
4680	100	—	—	7450	90	7010	88,5
4870	100	—	—	—	—	7200	91
5060	91,2	—	—	—	—	—	—
5880	69,4	—	—	—	—	—	—
6880	89,4	—	—	—	—	—	—

Messresultate für 4 Messreihen an. Alle Messpunkte lassen sich zu einer Kurve (Fig. 8) vereinigen.

Bei den höheren Feldstärken tritt eine Erscheinung auf, deren Anfang schon in Fig. 7 angedeutet war. Nachdem die Intensität beim Feld von 3500 Gauss die oben besprochene Konstanz erreicht, beginnt sie von 4750 Gauss an wieder abzunehmen. Bei einem Felde von 5850 Gauss liegt der tiefste Einsenkungspunkt, welchem die Intensität von 68,5 bis 70% der maximalen Intensität

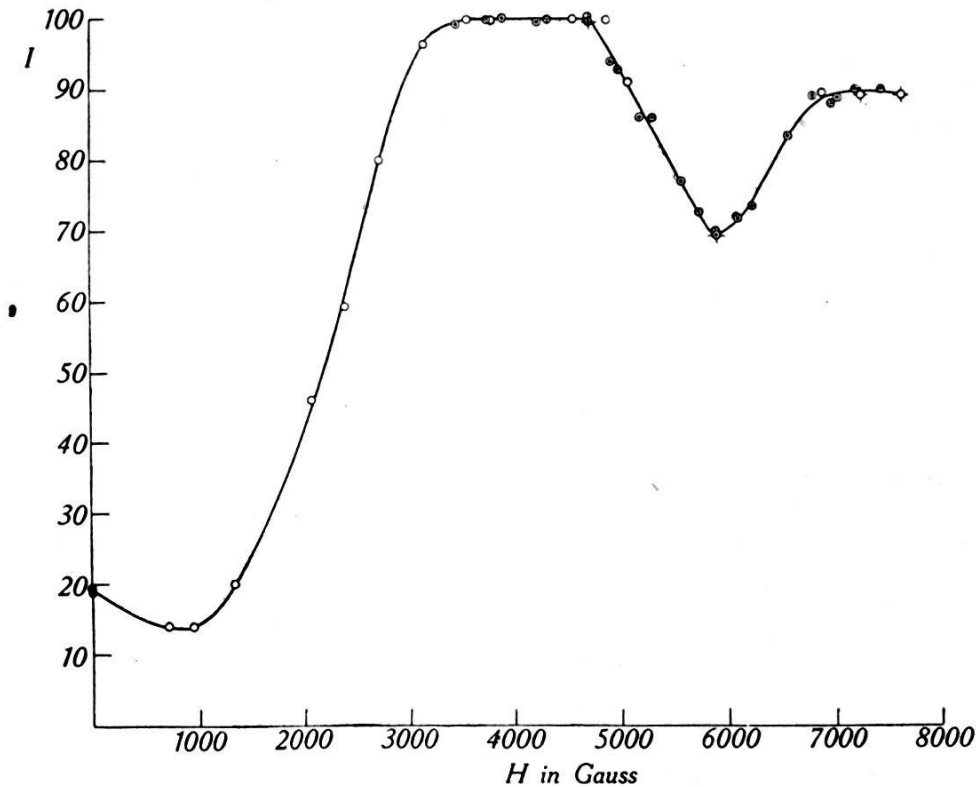


Fig. 8.

Intensitätskurve für A_{II} von 41,5 mm Länge. Auf A_{II} fällt gefiltertes π -Licht von $-25,4$. Als Filter dient A_I von 81,5 mm Länge im Felde von $H_I = 3550$ Gauss.

entspricht. Mit weiter wachsenden Feldern steigt die Kurve wieder an, erreicht bei 7000 Gauss ca. 90% der Intensität des ersten Maximums und verläuft bis zum höchsten von Magnet II gelieferten Feld von 7650 Gauss praktisch horizontal.

Die Frage nach der Natur des Prozesses, der die Einsenkung verursacht, lässt sich beantworten, indem man die Absorbierbarkeit des in H_I gefilterten Lichtes bei den verschiedenen Werten des Magnetfeldes H_{II} im Absorptionsgefäß A_{II} untersucht. Zu diesem Zweck verwendet man ein Magnetfeld H_{II} von 4670 Gauss, welches dem Maximum der Kurve (Fig. 8) entspricht, und misst die Intensität des durchgelassenen gefilterten Lichtes bei zwei verschiedenen Temperaturen des Quecksilbers: einmal bei

21° C (Zimmertemperatur) und dann bei der Temperatur der flüssigen Luft (das Ansatzrohr mit dem Quecksilber von A_{II} wird in flüssige Luft eingetaucht). Dasselbe Verfahren wiederholt man bei Feld H_{II} von 5930 Gauss, bei dem etwa die tiefste Stelle der Einsenkung liegt. Zur Kontrolle misst man am Ende des Versuches die Intensität bei Zimmertemperatur nochmals.

Tabelle 4.

Temperatur	A		B	
	J bei $H_{II}=4670$	J bei $H_{II}=5930$	Flüssige Luft	
			H_{II}	J
21° C.	89,8	60,5	4670	86,5
Flüssig. Luft	96,5	98	5090	87
21° C.	91,5	61,8	5900	86
—	—	—	5930	86,5

Die Messergebnisse, welche in Tabelle 4 zusammengestellt sind, zeigen folgendes: Beim ausgefrorenen Hg-Dampf in A_{II} ist die Intensität an der Einsenkungsstelle ($H = 5930$ Gauss) innerhalb der Versuchsgenauigkeit dieselbe, wie diejenige an dem Maximum ($H = 4670$ Gauss) (Tab. 4A). Die Messreihe der Tabelle 4B bestätigt dies noch eindrucksvoller: Passiert das gefilterte π -Licht von $-25,4$ das Absorptionsgefäß A_{II} mit dem ausgefrorenen Hg-Dampf, so ändert sich die Intensität mit wachsenden Feldern von 4670 bis zu 5930 Gauss praktisch nicht; es tritt also in diesem Falle keine Einsenkung mehr auf.

Aus dem horizontalen Verlauf der Intensitätskurve in den Feldern von 3500 bis zu 4750 Gauss hatten wir geschlossen, dass das gefilterte Licht an dieser Stelle von den Hg-Atomen in A_{II} gar nicht absorbiert, sondern völlig durchgelassen wird. Der Versuch (Tab. 4A, zweite vertikale Reihe) zeigt aber die Zunahme der Intensität um etwa 7%, falls der Hg-Dampf in A_{II} ausgefroren wird. Diese Änderung der Intensität kann man auf die Anwesenheit des Untergrundes zurückführen, und zwar folgendermassen: Bei Zimmertemperatur wird dieses Licht im Feld von 4670 Gauss von gewissen π -Zeemanabsorptionskomponenten der Hyperfeinstruktur teilweise absorbiert. Lässt man dagegen den Hg-Dampf in A_{II} gefrieren, dann verschwinden die Absorptionsstellen und das Streulicht wird vollständig durchgelassen; die gesamte Intensität steigt daher von 89,8 bis zu 96,5 Sk.-Teilen. Die Versuche bei Zimmertemperatur (21° C) vor und nach dem Versuch mit flüssiger Luft zeigen etwas verschiedene Intensitäten: statt 89,8 finden sich 91,5 Sk.-Teile, und statt 60,5 deren 61,8.

Dies rührt wahrscheinlich daher, dass das Quecksilber, nachdem es ausgefroren worden war, nachher noch nicht genau die Zimmertemperatur erreicht hatte. Möglicherweise hat auch die Intensität der Resonanzstrahlung im Laufe des Versuches etwas zugenommen.

Aus den Resultaten der Tabelle 4 kann man mit Sicherheit schliessen, dass die Einsenkung der Kurve eine Folge eines Absorptionsprozesses ist und nicht durch eine Fehlerquelle verursacht wird. Die Frage, wie diese Einsenkung und wie die ganze Kurve der Fig. 8 überhaupt zustande kommt, wird uns an späterer Stelle ausführlich zu beschäftigen haben. Hier wollen wir uns auf den Hinweis beschränken, dass die Hg-Atome im Absorptionsgefäss A_{II} in den Feldern von 4750 bis zu 7000 Gauss solche Energiewerte besitzen, dass sie das π -Licht der Komponente $-25,4$ zu absorbieren vermögen, und zwar in dem Absorptionsgefäss A_{II} von 41,5 mm Länge bis zu maximal 30%.

Wenn das der Fall ist, dann muss offenbar die Einsenkung noch deutlicher auftreten, wenn die Zahl der absorbierenden Hg-Atome grösser wird. Die Versuche mit einem längeren Absorptionsgefäss A_{II} bestätigen tatsächlich diese Erwartung. Es wurde ein Absorptionsgefäss A_{II} von 71,5 mm Länge genommen und die analoge Messung wie mit A_{II} von 41,5 mm Länge durchgeführt. Tabelle 5 enthält die Resultate der verschiedenen Messreihen. Fig. 9 gibt die so entstandene Kurve an.

Tabelle 5.

H	J	H	J	H	J
0	19,6	0	17,5	0	18,3
850	12,3	4010	100	4110	100
1280	12,5	4350	100	4450	100
1540	12,5	5810	60,9	5260	85
1930	21,4	6015	61,5	5850	60,3
2190	33	6190	66,3	6040	60,7
2570	50,9	6450	75,7	6460	76,2
2970	83	6710	87	6950	89
3430	100	6960	87	7480	89
3860	100	7250	87	—	—
4370	100	7600	86,2	—	—
4670	100	—	—	—	—
4970	94,6	—	—	—	—
5270	79	—	—	—	—
5820	60	—	—	—	—
6050	61	—	—	—	—

Beide Kurven — sowohl diejenige für das Absorptionsgefäß von 41,5 mm wie auch jene für das von 71,5 mm Länge — sind analog. Um den Verlauf der einen und anderen am besten vergleichen zu können, sind beide in Fig. 10 zusammengezeichnet. Kurve I entspricht dem Absorptionsgefäß A_{II} von 41,5 mm, Kurve II demjenigen von 71,5 mm Länge. Am Anfang zeigen die beiden Kurven die oben besprochene kleine Senkung; nur ist diese bei Kurve II etwas deutlicher als bei Kurve I. Während

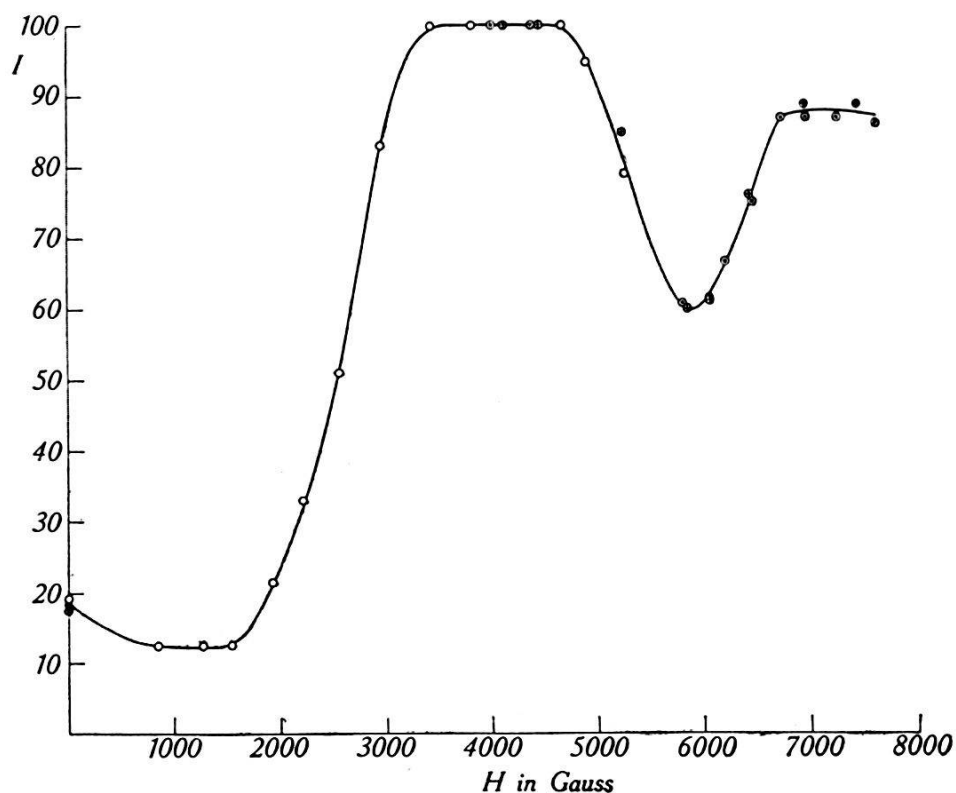


Fig. 9.

Wie in Fig. 8. Länge von A_{II} 71,5 mm.

der Anstieg von Kurve I bei 1000 Gauss beginnt, tritt er bei Kurve II erst im Feld von 1500 Gauss auf. Mit wachsenden Feldern wird die Abweichung kleiner. Bei 3500 Gauss erreichen beide Kurven ihr Maximum und verlaufen bis zu 4750 Gauss horizontal. Von hier an beginnt die Einsenkung. Der tiefste Punkt liegt in beiden Fällen bei etwa 5850 Gauss (die mögliche Differenz beträgt 40 Gauss). Die Tiefe der Einsenkung ist aber verschieden: für das Absorptionsgefäß A_{II} von 41,5 mm Länge beträgt sie 30 bis 31,5%, und für A_{II} von 71,5 mm Länge 39 bis 40% der maximalen Intensität. Weiterhin steigen beide Kurven an und erreichen bei etwa 7000 Gauss Werte, über deren Unterschied eine sichere Aussage kaum möglich ist: im Fall I schwankt sie von 88,5 bis zu 91% und im Fall II von 87 bis zu 89% der maximalen Intensität.

Wie zu erwarten war, hat die Kurve II im allgemeinen den Charakter einer stärkeren Absorption als Kurve I.

Ist die Einsenkung eine Folge eines bestimmten Absorptionsprozesses, wie wir das gedeutet haben, so muss sie ebenfalls eintreten, wenn man Versuche nur mit einem Absorptionsgefäß und einem Magnetfeld durchführt. In der Tat zeigen die Versuche mit dem Absorptionsgefäß A_{II} von 41,5 mm Länge allein (A_I und H_I sind ausgeschaltet) den analogen Intensitätsverlauf.

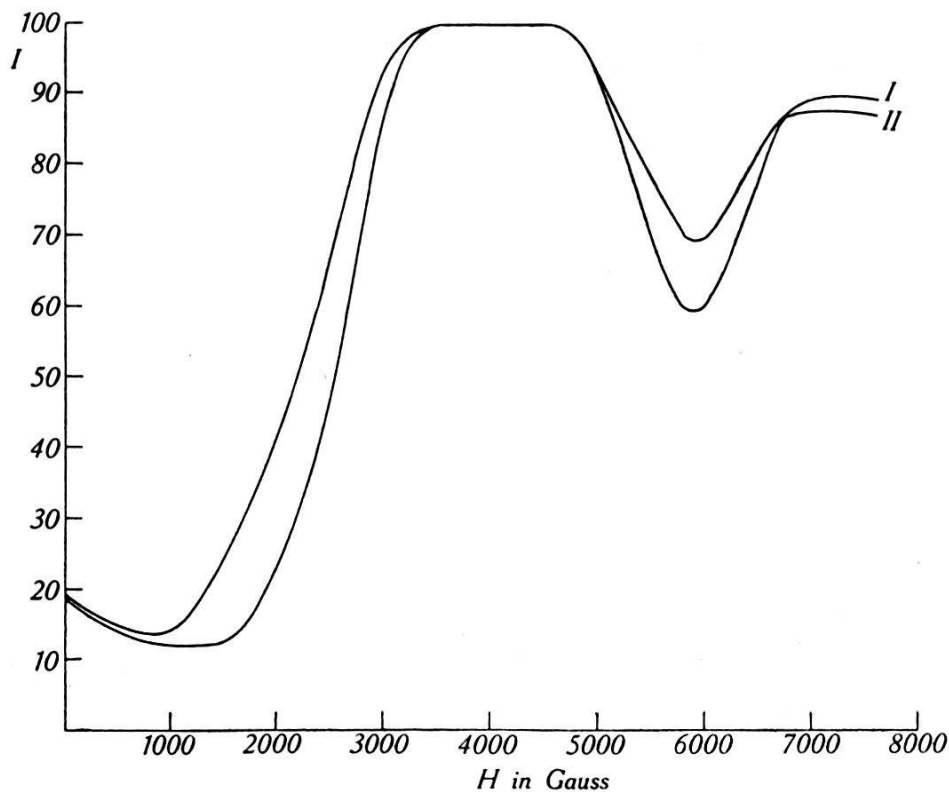


Fig. 10.

Die Kurven der Fig. 8 und Fig. 9 sind zusammengezeichnet.

I: $A_{II} = 41,5$ mm. II: $A_{II} = 71,5$ mm.

Die Einsenkung tritt an derselben Stelle auf. Die Intensität am tiefsten Einsenkungspunkt beträgt 69,4—71% der maximalen Intensität.

Auswertung der Messungen. Diskussion.

Die von MACNAIR¹⁾ in Emission durchgeführten Beobachtungen des Zeemaneffektes der Quecksilberresonanzlinie 2537 Å E. haben gezeigt, dass die vier Hyperfeinstrukturkomponenten $-10,4$; 0 ; $+11,5$ und $+21,5$ unverschobene π -Komponenten (normaler Zeemaneffekt) bis zu Feldern von 7000 Gauss besitzen und dass die kurzwellige π -Komponente von $-25,4$ sich mit wachsen-

¹⁾ W. A. MACNAIR, l. c.

dem Felde nach längeren Wellen verschiebt. MROZOWSKI¹⁾ hat Beobachtungen des parallelen Zeemaneffektes (π -Komponenten) in Absorption ausgeführt, indem er das Hyperfeinstrukturbild der π -Zeemankomponenten mit Hilfe des Hilger'schen Monochromators und der Lummer-Gehrke'schen Quarzplatten photographisch untersucht hat. Er konnte den Verlauf der π -Absorptionskomponenten bis zu Feldern von 15,000 Gauss wenigstens qualitativ verfolgen und feststellen, dass nicht nur die Komponente $-25,4$ allein, sondern auch die Komponenten $-10,4$ und $+21,5$ verschobene π -Komponenten besitzen.

In Fig. 11 ist das Aufspaltungsbild der π -Komponenten wiedergegeben, wie es aus den Ergebnissen von MACNAIR und

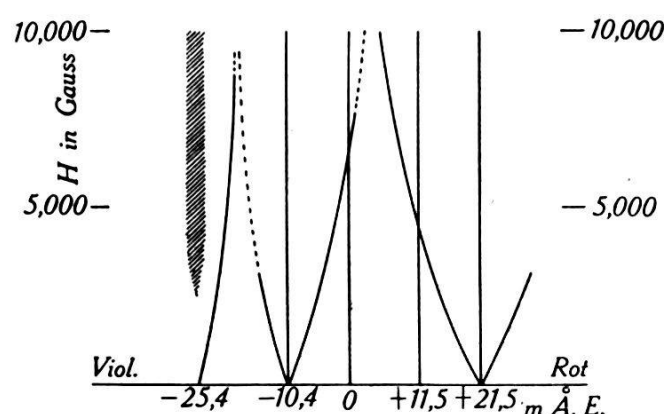


Fig. 11.

Das Aufspaltungsbild der π -Komponenten nach den Ergebnissen von MACNAIR und MROZOWSKI. Die ausgezogenen Linien geben den beobachteten, die gestrichelten den vermutlichen Verlauf der Zeemankomponenten wieder. Der schraffierte Streifen bedeutet das durchgelassene Licht von $-25,4$.

MROZOWSKI²⁾ folgt. Die ausgezogenen Linien entsprechen den Beobachtungen, die gestrichelten stellen den von Mrozowski angedeuteten wahrscheinlichen Verlauf der Komponenten in dem Gebiete, wo sie nicht mehr beobachtet worden sind, dar. Im Fall der Absorptionsversuche entsprechen die ausgezogenen Linien den Zeemanabsorptionskomponenten, der schraffierte Streifen dem von Mrozowski beobachteten durchgelassenen π -Licht von $-25,4$. Für die Verschiebung der Zeemankomponente von $-25,4$ von der 0-Lage gibt MACNAIR den Ausdruck an: $-25,4 + 0,086 \cdot H^{1/2} \cdot 10^{-3} \text{ Å. E.}$ (H ist in Gauss ausgedrückt). Aus seinen meistens qualitativen Beobachtungen konnte Mrozowski den Betrag der Aufspaltungen der übrigen Komponenten nicht genau angeben. Das so entstandene Bild führte Mrozowski zu dem Gedanken,

¹⁾ S. MROZOWSKI, l. c.

²⁾ S. MROZOWSKI, l. c., II, Fig. 5 und 6.

dass die drei Komponenten $-25,4$; $-10,4$ und $+21,5$ ein Triplett bilden. Das veranlasste ihn, einen solchen Verlauf der verschobenen π -Komponenten von $-10,4$ anzunehmen, wie es durch die gestrichelten Linien dargestellt wird.

Wie stimmen nun unsere Messungen mit den hier besprochenen zusammen?

Bis zu Feldern von 4750 Gauss stimmen im allgemeinen unsere Beobachtungen mit denjenigen von MROZOWSKI überein, nämlich: Bei den gegebenen Versuchsbedingungen (Fig. 8 und 9) tritt oberhalb 1500 Gauss das durchgelassene π -Licht der einzigen Komponente $-25,4$ auf und erreicht oberhalb 3500 Gauss die maximale Intensität, die bis zu 4750 Gauss praktisch konstant bleibt. Die von uns erhaltene Einsenkung aber, deren tiefster Punkt bei 5850 Gauss liegt und die für das Absorptionsgefäß A_{II} von 71,5 mm Länge den Wert bis zu 40% der maximalen Intensität beträgt, widerspricht dem Bild der Fig. 11. Wenn die Einsenkung eine Folge eines Absorptionsprozesses, wie wir das gedeutet haben, ist, dann muss sie bei den von MROZOWSKI verwendeten Absorptionsgefäßen von 80 und 90 mm Länge noch deutlicher als bei unserem auftreten. Im Gegensatz dazu gibt Mrozowski an, dass die Intensität des durchgelassenen π -Lichtes von $-25,4$ „bis zu den höchsten benutzten Magnetfeldern (8000 Gauss) konstant bleibt¹⁾“.

Die vollständige Erklärung des Verlaufes der Intensitätskurven (Fig. 8 und 9) setzt die genaue Kenntnis des Aufspaltungsbildes der Hyperfeinstruktur im Magnetfeld voraus. Dies ist noch nicht hinreichend experimentell bekannt und ist daher nur möglich auf Grund einer theoretischen Behandlung des Zeemaneffektes der Hyperfeinstruktur.

Auf Grund der Theorie der magnetischen Wechselwirkung der Elektronenhülle mit dem Atomkern und der Isotopenverschiebung haben SCHÜLER und KEYSTON²⁾ die Analyse der Hyperfeinstruktur für einige Hg-Linien und auch für die Linie 2537 durchgeführt. Die Deutung des folgenden von ihnen angegebenen Strukturbildes der Linie 2537 (Fig. 12) ist aus den 6 3P_1 -Aufspaltungen der Linien 4078 und 4358, aus den Angaben der Komponentenabstände von WOOD³⁾, den Mengenverhältnissen der Hg-Isotope von ASTON⁴⁾ und aus den von SCHÜLER und KEYSTON gemessenen Intensitäten der Komponenten gewonnen. Fig. 12a

¹⁾ MROZOWSKI, l. c., I, p. 471.

²⁾ H. SCHÜLER und J. E. KEYSTON, Z. f. Phys. **72**, 423, 1931.

³⁾ R. W. WOOD, Phil. Mag. **50**, 761, 1925.

⁴⁾ F. W. ASTON, Proc. Roy. Soc. (A) **115**, 509, 1927.

gibt die Thermaufspaltung für die ungeradzahligen Isotopen Hg_{199} (Kernmoment $1/2$) und Hg_{201} (Kernmoment $3/2$) an. Die ausgezogenen Linien (Fig. 12a und b) beziehen sich auf das Hg_{201} und die gestrichelten auf das Hg_{199} . Die schraffierten Linien gehören den geraden Isotopen (Kernmoment 0) an. Die Komponentenabstände sind in 10^{-3} cm^{-1} und in 10^{-3} ÅE . angegeben. Die Zahlen über den Komponenten bedeuten die berechneten Intensitäten in Prozenten der Gesamtintensität der Linie. Es wurde von

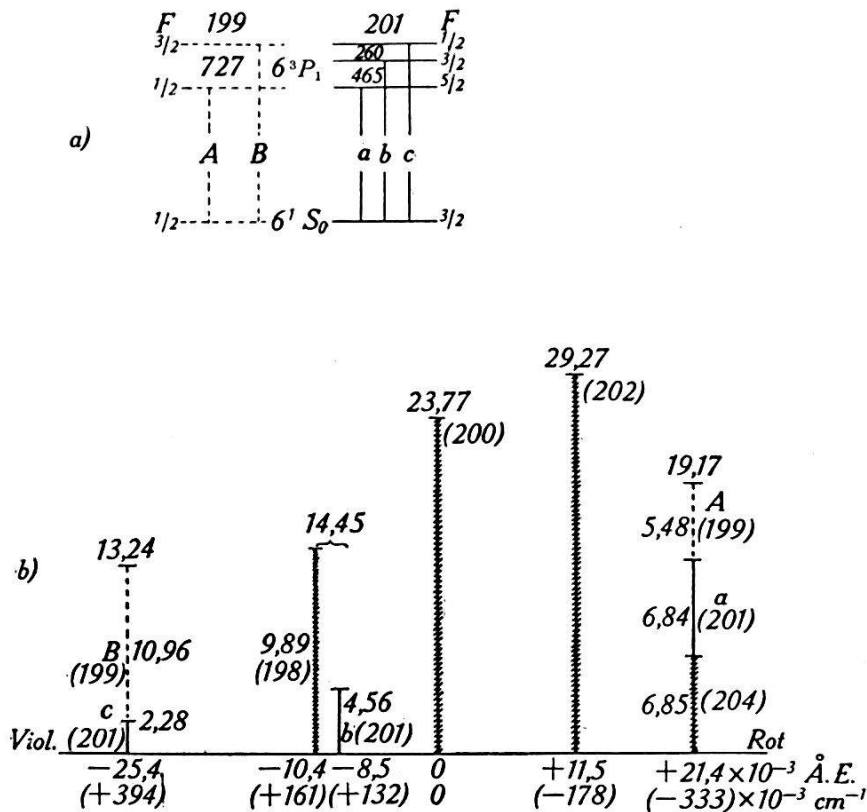


Fig. 12.

- a) Die Thermaufspaltung der Hg-Linie 2537 für Hg_{199} und Hg_{201} : F die magnetische Quantenzahl, die Termabstände sind in 10^{-3} cm^{-1} ausgedrückt.
 b) Das Hyperfeinstrukturbild der Hg-Linie 2537: die ausgezogenen Linien beziehen sich auf das Hg_{201} , die gestrichelten auf das Hg_{199} und die schraffierten auf die geraden Isotope; die Zahlen über den Komponenten bedeuten die Intensitäten in % der Gesamtintensität der Linie.

SCHÜLER und KEYSTON angenommen, dass die Linien a (von Hg_{201}), A (von Hg_{199}) und von Hg_{204} einerseits, und c (von Hg_{201}) und B (von Hg_{199}) andererseits im Bereich des erreichten Auflösungsvermögens zusammenfallen. Die Linie b (von Hg_{201}) liegt um $29 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ von der Komponente $-10,4$ (von Hg_{198}) nach Rot verschoben. Auf den Aufnahmen von WOOD, SCHRAMMEN, MACNAIR und MURAKAWA sind die Linien b und $-10,4$ nicht aufgelöst.

Auf Grund des Schüler-Keyston'schen Strukturbildes hat INGLIS¹⁾ die magnetische Aufspaltung des 3P_1 -Termes für Hg_{199} und Hg_{201} , sowie die Intensitäten unter Berücksichtigung der Dopplerverbreiterung als Funktion des Magnetfeldes quantenmechanisch ausgerechnet und seine theoretischen Ergebnisse mit unseren experimentellen verglichen. In Fig. 13 ist das aus den Angaben von INGLIS gewonnene Aufspaltungsbild der π -Zeeman-komponenten der Hyperfeinstruktur zusammengestellt. In Analogie zu Fig. 12 beziehen sich die ausgezogenen Linien auf Hg_{201} , die gestrichelten auf Hg_{199} und die schraffierten auf die geraden Isotopen.

Dieses Bild lässt die Einsenkung der Intensitätskurven (Fig. 8 und 9) vollständig erklären: Die kurzweilige Zeeman-

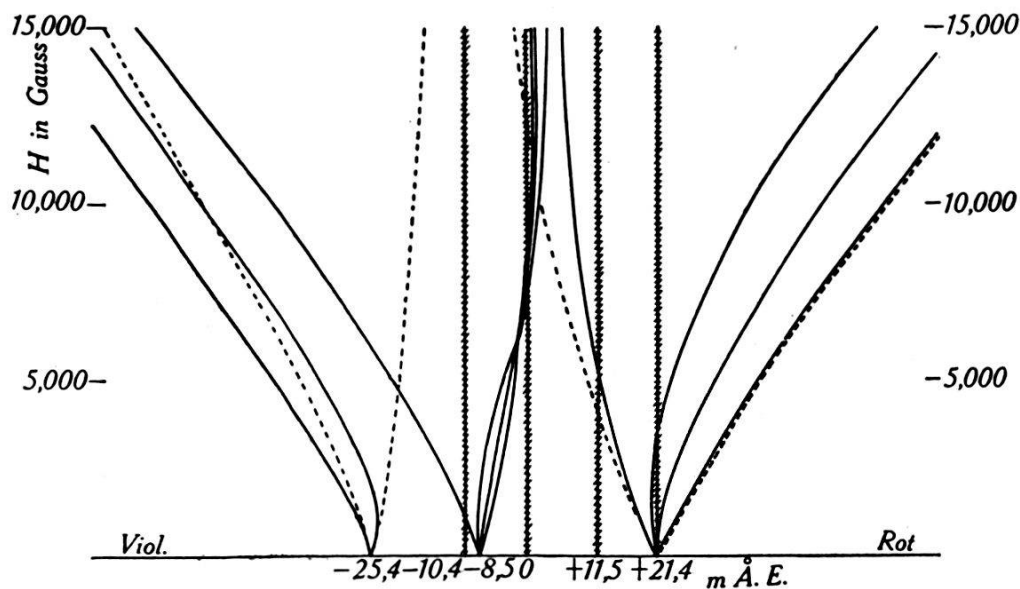


Fig. 13.

Das Aufspaltungsbild der π -Komponenten nach Rechnungen von INGLIS.

komponente von $-8,5$ wandert bei 6000 Gauss über die Hyperfeinstrukturkomponente $-25,4$ und absorbiert einen Teil davon. Damit ist unsere in einer kurzen Mitteilung²⁾ ausgesprochene Vermutung bestätigt.

Unter Benutzung der Einsenkungstiefe der Kurve für das Absorptionsgefäß A_{II} von 41,5 mm Länge (Fig. 8) konnte INGLIS den Verlauf der beobachteten Intensitätskurve ausrechnen und mit den experimentellen Ergebnissen vergleichen. Dabei wurde die experimentelle Kurve in der Weise umgerechnet, dass von der gesamten Intensität ein konstanter Wert des Streulichtes, und

¹⁾ D. R. INGLIS, Z. f. Phys. **84**, 466, 1933.

²⁾ A. ŽVIRONAS, Helv. Phys. Acta, Vol. VI, 273, 1933.

zwar 14% der maximalen Intensität (dies ist das durchgelassene Streulicht bei 750 Gauss) abgezogen wurde¹⁾. Wie Fig. 4 in der Arbeit von INGLIS zeigt, stimmt die theoretische Kurve mit der experimentellen gut überein. Bemerkenswert sind folgende kleine Abweichungen: 1) das Maximum der Einsenkung tritt theoretisch bei 6000 Gauss, experimentell bei 5850 Gauss ein; 2) der Anstieg (von 0 bis zu 3500 Gauss) der berechneten Kurve ist gegenüber der experimentellen etwas zu grössern Feldern hin verschoben.

Nach dem Strukturschema (Fig. 12) ist die Intensität der Hyperfeinstrukturkomponente —25,4 gegeben durch die Intensitäten der zusammenfallenden Linien *B* und *c*, deren Intensitätsverhältnis gleich 10,96 : 2,28 ist. Damit die Übereinstimmung der berechneten und experimentellen Kurven besser wird, nimmt INGLIS für die stärkere Linie (*B*) eine um $20 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ nach Rot verschobene Wellenzahl an (das entspricht einer Verschiebung von $1,3 \cdot 10^{-3} \text{ ÅE}$). Diese Annahme widerspricht dem Strukturbild der Linie 2537 nicht, da nach SCHÜLER und KEYSTON eine Änderung von $30 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ in der Lage von *B* und *c* noch möglich ist.

Die von INGLIS benutzten Messpunkte des Anstiegsteils der Kurve (1500—3500 Gauss) mit dem Absorptionsgefäss A_{II} von 41,5 mm Länge (Fig. 8) beziehen sich nur auf eine einzige Messung.²⁾ Infolge der Streuung der Messpunkte könnte man bezweifeln, ob die auf Grund der Abweichungen zwischen der theoretischen und der experimentellen Kurve an der Anstiegstelle durchgeführte feine Korrektur der relativen Lage der Linien *B* und *c* gerechtfertigt ist. Andererseits aber erfährt diese Korrektur eine Stütze durch die besonders genau experimentell bestimmte Lage des tiefsten Einsenkungspunktes, die sich bei 5850 Gauss befindet und die bei allen durchgeführten Versuchen, sowohl mit A_{II} von 41,5 mm (Fig. 8) wie auch mit A_{II} von 71,5 mm Länge (Fig. 9), eine Streuung von nicht mehr als 40 Gauss zeigt. Bei der nach INGLIS korrigierten theoretischen Kurve verschiebt sich der tiefste Einsenkungspunkt nach kleineren Feldern, und dies stimmt dann mit der experimentellen Kurve überein. Da die Intensität der Linie *c* rund fünfmal kleiner als die von *B* ist, so ist ersichtlich, dass die Lage der kurzwelligsten Hyperfeinstrukturkomponente, wie man sie durch Interferenzmethoden experimentell bestimmt, sich auf die Linie *B* bezieht.

¹⁾ Die in Helv. Phys. Acta publizierte Kurve stellt noch vorläufige Messungen dar; der Intensitätsverlauf an der Einsenkungsstelle weicht etwas von der definitiven Kurve (Fig. 8) ab. INGLIS hat aber für seine Rechnungen die Messpunkte der definitiven Kurve benützt.

²⁾ Tabelle 3 die erste Kolonne.

Beim Vergleich der theoretischen mit den experimentellen Intensitätskurven muss man noch folgendes berücksichtigen:

1. Um die ausreichende Lichtstärke der Resonanzstrahlung zu erhalten, arbeitet man experimentell mit einer endlich dicken Leuchtschicht in der Resonanzlampe. Das hat zur Folge, dass die Form der benutzten Emissionslinie, wegen der nicht zu vermeidenden Selbstumkehr, von der idealen Dopplerform etwas abweicht¹⁾. Die Rechnungen von INGLIS sind dagegen unter der Annahme einer unendlich dünnen leuchtenden Schicht und damit einer idealen Form der Linie durchgeführt.

2. Ausser den Hyperfeinstrukturkomponenten der Linie 2537 kommt aus der Resonanzlampe noch das Streulicht, das zum Teil, wie wir oben gesehen haben, in der Nähe der Komponenten liegt und einen Untergrund der Hyperfeinstruktur bildet. Im Felde Null beträgt die Intensität des Streulichtes ca. 20% der maximalen beobachteten Intensität (Fig. 10). Mit wachsenden Feldern wird das Streulicht von den Zeemanabsorptionslinien teilweise absorbiert. Nach den Überlegungen von INGLIS²⁾ ist es ersichtlich, dass, da das Magnetfeld H_I einen konstanten Wert von 3550 Gauss (Fig. 1) besitzt, die maximale Intensität des von A_{II} durchgelassenen Streulichtes bei Feldern $H_{II} = 0$ und 3550 Gauss vorhanden ist. Bei andern Feldern von H_{II} kann dagegen ein Teil des durchgelassenen Streulichtes von gewissen Frequenzen der Zeemanabsorptionslinien noch absorbiert werden. Wenn man annimmt, dass das Streulicht im Bereich der Hyperfeinstrukturkomponenten kontinuierlich und gleich intensiv verbreitet ist, dann kann man mit der Subtraktion eines konstanten Wertes (wie das INGLIS gemacht hat) seinen Einfluss auf den Intensitätsverlauf von $-25,4$ ziemlich genau eliminieren. Es ist aber auch möglich, dass das Streulicht nicht die gleiche Intensität im Bereich der Hyperfeinstrukturkomponenten besitzt. Bei gewissen Feldern können dann starke Änderungen in der Absorption des Streulichtes und damit entsprechende Unregelmässigkeiten in der Intensitätskurve vorkommen. Wenn dies bei Feldern von 6750 bis zu 7500 Gauss zutreffen würde, dann könnte man dadurch erklären, warum sich die Intensität an dieser Stelle um 10% von der maximalen Intensität (3550—4750 Gauss) unterscheidet.

¹⁾ Eine quantitative Auswertung des Einflusses der endlichen Leuchtschicht auf die Form der Hg-Resonanzlinie 2537 findet man in den Arbeiten: M. SCHEIN, Ann. d. Phys. **85**, 257, 1928; P. KUNZE, Ann. d. Phys. **85**, 1013, 1928; M. W. ZEMANSKY, Phys. Rev. **36**, 219, 1930.

²⁾ D. R. INGLIS, l. c.

3. Nach dem Schüler-Keyston'schen Strukturbild der Linie ist es möglich, dass das π -Licht von $-8,5$ (Linie b von Hg_{201}) im Absorptionsgefäß von 81,5 mm Länge nicht vollständig von der benachbarten unverschobenen Absorptionslinie $-10,4$ (Hg_{198}) absorbiert wird. Bei der Benutzung des Absorptionsgefäßes von 80 mm Länge konnte aber MROZOWSKI das π -Licht von $-8,5$ nicht feststellen. Da der Abstand zwischen der Absorptionslinie $-10,4$ und der Emissionslinie $-8,5$ klein, und das Intensitätsverhältnis der Linien $-25,4$ und $-8,5$ gleich $13,24:4,56$ ist, kann das eventuell durchgelassene Licht von $-8,5$ in unseren Versuchen nur einen sehr kleinen Teil der gesamten beobachteten Intensität betragen.

Aus diesen Betrachtungen folgt, dass die von uns benutzte Versuchsmethode in erster Linie geeignet ist, um aus der Lage der Minima bzw. Maxima der Intensitätskurven (Intensität als Funktion des Magnetfeldes dargestellt) Schlüsse über den Zeemaneffekt der Hyperfeinstruktur zu ziehen. Dagegen ist sie weniger gut geeignet, um absolute Intensitätsmessungen durchzuführen.

Es seien noch die experimentellen Resultate anderer Autoren (Fig. 11) mit den theoretischen Ergebnissen von INGLIS (Fig. 13) verglichen:

Die unverschobenen π -Zeemankomponenten von $-10,4$ (Hg_{198}), 0 (Hg_{200}), $+11,5$ (Hg_{202}) und $+21,5$ (Hg_{204}) sind sowohl von MACNAIR wie auch von MROZOWSKI tatsächlich beobachtet worden. Von den vier theoretisch erhaltenen anomalen π -Komponenten von $-25,4$ (Fig. 13) haben beide Autoren nur eine langwellige beobachtet; sie ist zweifellos eine der beiden Komponenten von B (Hg_{199}). Die drei fast zusammenfallenden Komponenten von $-8,5$ (b , Hg_{201}) wurden von MROZOWSKI als eine aufgefasst und bis zu Feldern von ca. 8000 Gauss verfolgt. Die kurzwellige Komponente von $-8,5$ (nach Angaben von MACNAIR „ $-10,4$ “) konnte MROZOWSKI nur bis 3000 Gauss verfolgen. Die kurzwellige Komponente von $+21,5$ (Fig. 11) bei MROZOWSKI ist wahrscheinlich identisch mit den zwei fast zusammenfallenden Komponenten von A (Hg_{199}) und a (Hg_{201}). Die langwellige, nur bis 3000 Gauss beobachtete Komponente von $+21,5$ kann man entweder als die zwei zusammenfallenden von A (Hg_{199}) und a (Hg_{201}) oder als die Komponente mit kleinerer Aufspaltung von a (Hg_{201}) auffassen. Die Annahme von MROZOWSKI, dass die sämtlichen Komponenten von $-25,4$; $-10,4$ und $+21,4$ einem Triplett angehören, und dass die kurzwellige Komponente von $-10,4$ mit der langwelligen von $-25,4$ einen Paschen-Back-Effekt zeigen, widerspricht der von

INGLIS ausgerechneten magnetischen Aufspaltung der Hyperfeinstruktur.

Aus dem Vergleich unserer Messergebnisse mit den Rechnungen von INGLIS folgt: 1. Die kurzwellige π -Komponente von $-8,5$ wandert bei 5850 Gauss in Übereinstimmung mit der Theorie und im Gegensatz zu den Resultaten von MROZOWSKI über die Komponente $-25,4$. 2. Das theoretische π -Aufspaltungsbild der Komponente $-25,4$, die den Linien B von Hg_{199} und c von Hg_{201} angehört, stimmt bis zu 3500 Gauss mit den experimentellen Ergebnissen gut überein. Diese Übereinstimmung wird noch besser, wenn man eine feine Korrektur (um $1,3 \cdot 10^{-3}$ ÅE.) an der relativen Lage der Linien B und c macht. Derjenige Teil der theoretischen Aufspaltung des Triplets von Hg_{201} und des Dubletts von Hg_{199} , welcher der Beobachtung zugänglich war, stimmt also mit den Messergebnissen vorzüglich überein.

Die Untersuchung der komplizierten und feinen magnetischen Aufspaltung der Hyperfeinstruktur der Linie 2537 und damit eine Prüfung des von SCHÜLER und KEYSTON angegebenen Strukturbildes der Linie ist nur möglich, wenn man eine Versuchsmethode mit genügend grossem Auflösungsvermögen besitzt. Die von uns verwendete Messmethode liefert ein solches¹⁾.

Zusammenfassung.

1. Es werden Messungen mit einer Verstärkerschaltung, welche sehr kleine Photoströme zu verstärken gestattet, mitgeteilt.

2. Durch die Kombination des Filtrierungsverfahrens nach MROZOWSKI und der Resonanzkurvenmethode nach MALINOWSKI-SCHIEIN wird eine Methode zur Untersuchung des Zeemaneffektes einzelner Hyperfeinstrukturkomponenten der Quecksilberresonanzlinie 2537 in Absorption angegeben.

3. Aus den Messungen wird geschlossen, dass bei der magnetischen Feldstärke von 5850 Gauss eine kurzwellige π -Zeeman-komponente der Hyperfeinstrukturlinie $-8,5$ (Linie b von Hg_{201}) über die Hyperfeinstrukturlinie $-25,4$ (Linie c von Hg_{201} und Linie B von Hg_{199}) wandert, was mit den auf Grund des Schüler-Keyston'schen Strukturbildes der Hg-Linie 2537 durchgeführten Rechnungen von INGLIS gut übereinstimmt.

¹⁾ Mit diesen Methoden ist es BRAZDŽIUNAS gelungen (Ann. d. Phys. **6**, 739, 1930), einen Zeemaneffekt der Hg-Linie 2537 von 1,7 Gauss nachzuweisen, was einer Aufspaltung von $7,6 \cdot 10^{-6}$ ÅE. entspricht.

4. Das theoretische π -Aufspaltungsbild der Linien B von Hg_{199} und c von Hg_{201} , die der Hyperfeinstrukturlinie $-25,4$ angehören, stimmt zum wenigsten bis zu 3500 Gauss mit den experimentellen Ergebnissen gut überein. Die Übereinstimmung wird noch besser, wenn man — wie Rechnungen von INGLIS gezeigt haben — annimmt, dass die Linie B relativ zu der Linie c um $20 \cdot 10^{-3}$ cm (oder $1,3 \cdot 10^{-3}$ Å E.) nach längeren Wellenlängen verschoben ist.

5. Derjenige Teil des von SCHÜLER und KEYSTON angegebenen Strukturbildes der Hg-Linie 2537, welcher der Beobachtung zugänglich war, steht somit im Einklang mit den experimentellen Ergebnissen.

6. Es werden die experimentellen Ergebnisse von MACNAIR, MROZOWSKI und von uns zusammengestellt und mit den theoretischen verglichen.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Zürich ausgeführt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn Prof. Dr. EDGAR MEYER für die Anregung zu dieser Arbeit und für sein meiner Arbeit stets entgegengebrachtes gütiges Interesse, sowie für die bereitwillige Überlassung seiner Institutsmittel meinen aufrichtigsten Dank auszusprechen. Herrn Privatdozenten Dr. K. ZUBER danke ich herzlichst für die vielfachen Ratschläge und seine freundschaftliche Hilfsbereitschaft.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität.
