

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 11 (1938)  
**Heft:** VII

**Artikel:** Messungen an der Zink-Resonanzlinie 2138,6 Å.E. : Linienform, absolute Intensität und Dampfdruck  
**Autor:** Ausländer, J.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-110866>

### **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:** 18.01.2026

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

# Messungen an der Zink-Resonanzlinie 2138,6 Å.E. Linienform, absolute Intensität und Dampfdruck

von J. Ausländer.

(19. VII. 38.)

*Zusammenfassung:* Die Hyperfeinstruktur der Zn-Resonanzlinie  $4\ ^1S_0-4\ ^1P_1$ , 2138,6 Å.E. wird nach der Absorptionsmethode von v. MALINOWSKI und SCHEIN untersucht. Es ergibt sich hierbei, dass die genannte Linie eine Intensitätsverteilung mit nur einem Maximum besitzt (Auflösungsvermögen der Apparatur  $\approx 10^7$ ); dass die Linienform in Absorption sicherlich und in Emission höchstwahrscheinlich von einer Doppler-Verteilung wesentlich verschieden und überdies schon bei Drucken von  $\sim 10^{-5}$  mm Hg druckabhängig ist. Ferner zeigt sich, dass das senkrecht zum erregenden Primärstrahl emittierte Resonanzlicht vollständig depolarisiert ist. Weiter wird ohne Anspruch auf numerische Genauigkeit das Produkt  $f \cdot p$  der Oszillatorenstärke  $f$  und des Dampfdruckes  $p$  von Zink aus den Messungen im Bereich von 188—246° C berechnet. Nach einer graphischen Methode wird dieses Produkt in seine Faktoren aufgespalten, wobei  $f = 0,91$  resultiert. Schliesslich ergibt sich dabei, dass der Gültigkeitsbereich einer in den Int. Crit. Tables für Temperaturen bis zu  $\sim 250^\circ$  C verzeichneten empirischen Dampfdruckformel für Zink bis zu  $\sim 190^\circ$  C erstreckt werden darf.

## § 1. Einleitung.

Im folgenden wird über Versuche an der Zn-Resonanzlinie  $4\ ^1S_0-4\ ^1P_1$ , 2138,6 Å.E. berichtet, die im Anschluss an die Untersuchungen von BILLETER über die Zn-Resonanzlinie  $4\ ^1S_0-4\ ^3P_1$ , 3076 Å.E.<sup>1) 2) 3)</sup> im Zürcher Physikalischen Universitäts-Institut ausgeführt wurden. Die hierbei angewandte Absorptionsmethode von v. MALINOWSKI<sup>16)</sup> und SCHEIN<sup>22)</sup> besteht in Folgendem: Das Licht einer geeigneten Primärlampe fällt auf ein Resonanzgefäss. Die ausgelöste Resonanzstrahlung passiert ein Absorptionsgefäss, welches sich in einem Magnetfeld befindet. Aus der durchgegangenen Lichtintensität beim Magnetfeld Null kann man, wie weiter unten näher ausgeführt werden wird, Schlüsse in bezug auf Absorptionskoeffizient und Oszillatorenstärke der betrachteten Resonanzlinie ziehen. Zur Berechnung der Oszillatorenstärke ( $f$ -Wert) muss der Dampfdruck bekannt sein und umgekehrt lässt sich bei gegebenem  $f$ -Wert der Dampfdruck errechnen.

Variiert man das Magnetfeld, d. h. verschiebt man die Absorptionslinie aus dem Wellenlängenbereich der Emissionslinie, und lässt dabei alle anderen Bedingungen ungeändert, so hat man eine

Anordnung mit extrem grossem Auflösungsvermögen ( $\sim 10^7$ ) zur Untersuchung der Hyperfeinstruktur. Trägt man nämlich etwa die Durchlässigkeit, d. i. den Quotienten der beim Magnetfeld  $H$  durch das Absorptionsgefäss hindurchgegangenen und der auffallenden Lichtintensität, als Funktion des Magnetfeldes graphisch auf, so erhält man entweder eine monoton ansteigende Kurve, wenn keine HFS vorhanden ist, oder eine Kurve mit einem oder mehreren Maxima, wenn die Linie aus einzelnen HFS-Komponenten besteht. (Näheres s. § 4.)

## § 2. Versuchsanordnung.

Die Apparatur (Fig. 1) konnte zum grössten Teil von Herrn BILLETER übernommen werden. Manche Einzelheiten, die hier nicht beschrieben werden, finden sich in seinen Veröffentlichungen<sup>1)</sup>.

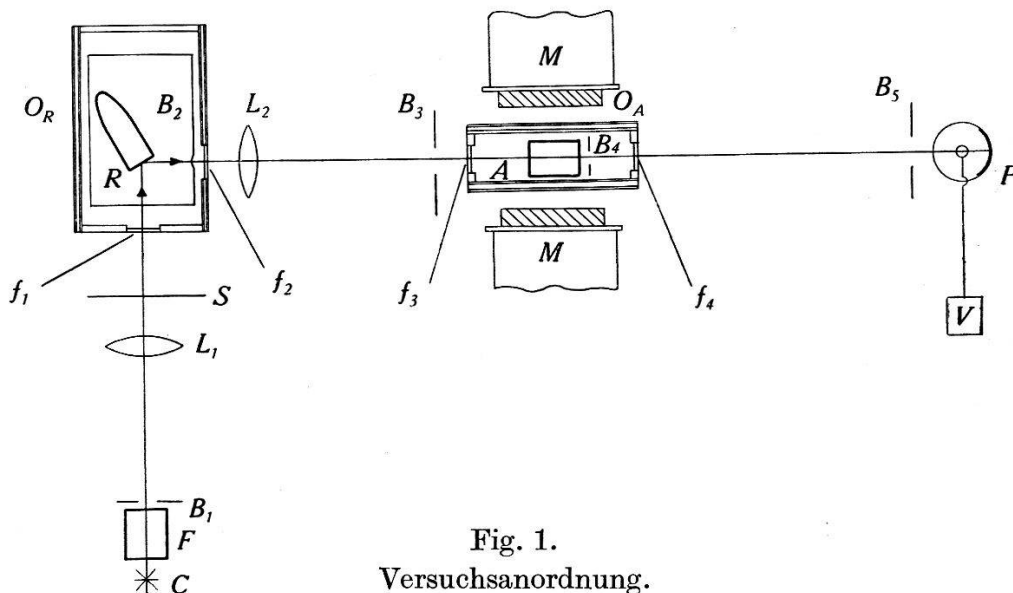


Fig. 1.  
Versuchsanordnung.

1. Als primäre Lichtquelle diente eine Lampe  $C$  nach CARIO<sup>5)</sup>, LOCHTE<sup>14)</sup> und GÜLKE<sup>8)</sup> von ganz ähnlicher Bauart wie bei BILLETER<sup>1)</sup> (s. Fig. 2). Die Lampe war aus Sibor-Glas hergestellt und das Austrittsfenster  $q$  aus Quarz mit Picein angekittet. Während des Betriebes musste die Kittstelle mit Wasser gekühlt werden. Die Lampe befand sich in einem elektrischen Ofen, der einen separat heizbaren Ansatz für den Teil der Lampe besass, in welchem sich der Zink-bodenkörper befand ( $A$  in Fig. 2). Um Selbstumkehr zu vermeiden, wurde genau wie bei BILLETER<sup>1)</sup> ein Helium-Strom durch die Lampe geschickt, der den Lichtweg von unangeregten Zn-Atomen freihalten sollte. Überdies befand sich der Bodenkörperansatz stets auf niedrigerer Temperatur als der Hauptteil des Ofens. Die Spannung des städtischen Wechselstrom-

netzes wurde so transformiert, dass die Lampe mit etwa 1000 V und 40 mA brannte. Die Konstanz war über lange Zeiträume sehr gut, wenn darauf geachtet wurde, dass sich beim Ausschalten und der darauffolgenden Abkühlung kein Zink auf den Elektroden niederschlug. Während des Betriebes betrug die Temperatur im Hauptteil des Ofens etwa  $440^{\circ}\text{C}$ , im Ansatz etwa  $400^{\circ}\text{C}$ , was einem Dampfdruck von  $\sim 10^{-2}$  mm Hg entspricht.

2. Unmittelbar hinter dem Austrittsfenster der Cario-Lampe befand sich ein Filter  $F$  (Fig. 1), welches die Linie 3076 Å.E. völlig absorbierte, ohne die Intensität der Linie 2139 Å.E. erheblich zu schwächen. Es ist dies ein kleines Quarzrohr von  $\sim 2$  cm Länge, welches an beiden Enden durch aufgeschmolzene Quarzfenster ver-

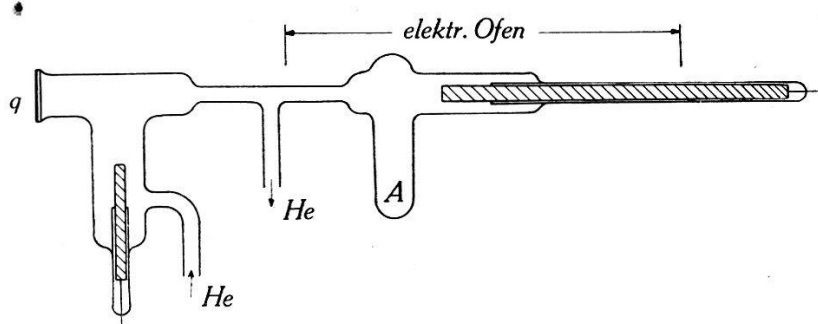


Fig. 2.  
Cario-Lampe.

geschlossen ist und Chlordampf von 1 Atm. enthält<sup>9)</sup>. Durch photographische Aufnahme eines Zinkfunken mit einem Quarzprismen-Spektrographen wurde festgestellt, dass dieses Filter den gestellten Anforderungen völlig entsprach<sup>\*)</sup>.

Nachdem das Licht die Blende  $B_1$  passierte, wurde es mittels der Quarzlinse  $L_1$  auf das Resonanz-Gefäß  $R$  konzentriert. Zwischen Linse und Resonanzgefäß befand sich ein Schieber  $S$ , der es ermöglichte, die erregende Strahlung beliebig oft zu unterbrechen.

3. Das Resonanzgefäß, ein Quarzrohr, welches vorne mit einem aufgeschmolzenen planen Quarzfenster verschlossen war, besass einen kleinen Ansatz für den Zinkbodenkörper. Das Gefäß befand sich in einem elektrischen Ofen  $O_R$ , dessen Ein- und Austrittsöffnung für das Licht durch Quarzfenster  $f_1$  und  $f_2$  verschlossen waren. Der Ansatz mit dem Bodenkörper befand sich ganz in der Nähe der ungeheizten Stirnwand des Ofens, so dass das eigentliche Resonanzgefäß immer heißer blieb als der Boden-

\*) Für die Überlassung dieses Filters möchte ich Herrn Dr. F. MÜLLER bestens danken, der es gelegentlich seiner Arbeiten über Thallium im hiesigen Institut (H.P.A. 7, 813, 1934; 8, 55 und 152, 1935) herstellte.



körper. Das Resonanzgefäss ist das gleiche, das BILLETTER<sup>1)</sup> verwendet hat, doch musste es anders justiert werden.

Vorversuche hatten gezeigt, dass wenn das erregende Licht von vorne durch das Stirnfenster in den Resonanzraum einfällt und das Resonanzlicht normal dazu das Gefäss durch seine Seitenwand verlässt, die ausgestrahlte Resonanzlinie ausserordentlich stark selbstumgekehrt ist. Dies zeigte sich darin, dass die durch das Absorptionsgefäss hindurchgehende Lichtintensität vom Magnetfeld praktisch völlig unabhängig war. Die leuchtende Schicht ist dann mehrere mm dick und das Resonanzlicht muss überdies noch jene unangeregte Schicht passieren, die dem Schatten entspricht, der durch die zum Schutze gegen Streulicht nötige Abdeckung der Verschmelzungsstelle von Eintrittsfenster und Rohr entsteht.

Es wurde der Versuch unternommen, die Selbstumkehr dadurch herabzumindern, dass ein würfelförmiges Resonanzgefäss verwendet wird. Dieses Gefäss war aus 6 quadratischen Quarzplättchen zusammengesetzt, die an ihren Rändern miteinander verschmolzen wurden. Bei der Herstellung wurde darauf geachtet, dass diese Verschmelzungsstellen möglichst schmal blieben. Trotzdem entstand nach deren Abdeckung zum Schutz gegen Streulicht ein Schattenraum von etwa 1 mm Dicke. Diese Versuche liessen keine merkliche Besserung erkennen.

Schliesslich wurde die in Figur 1 angedeutete Lösung als Ausweg gewählt. Das Resonanzgefäss wird schief gestellt. Dabei bleibt der rechte Winkel zwischen einfallender und austretender Strahlung erhalten. In der ausgesandten Resonanzstrahlung ist jenes Licht am stärksten vertreten, welches durch Anregung in nächster Nähe der Eintrittsstelle entsteht. Die Versuche zeigten dann, dass die noch auftretende Selbstumkehr ein erträgliches Mass nicht überschritt. Allerdings muss dabei in Kauf genommen werden, dass eine quantitative Abschätzung der Selbstumkehrung unmöglich wird.

Bei dieser Anordnung waren zwei Fehlerquellen besonders zu beachten. Erstens musste vermieden werden, dass das am Eintrittsfenster des Resonanzgefässes reflektierte Licht mit der Richtung des zu beobachtenden Resonanzlichtes zusammenfällt. Zweitens musste sichergestellt werden, dass es sich nicht etwa um Oberflächen-Resonanz handle. Dies wurde dadurch untersucht, dass die Temperatur des Intensität der Resonanzstrahlung mindestens bis 420° C stark anstieg. Dies könnte unmöglich eintreten, wenn bereits bei 378° C Oberflächen-Resonanz vorherrschen

würde. Der Betriebstemperatur von  $378^{\circ}\text{C}$  entspricht ein Zn-Dampfdruck von  $\sim 3 \cdot 10^{-4}\text{ mm Hg}$ .

In den Resonanz-Ofen war zur besseren Konstanthaltung der Temperatur ein Blechzylinder eingeschoben, welcher an der dem Austrittsfenster des Ofens zugekehrten Seite ein kleines Loch hatte. Der Blechzylinder diente somit als Blende  $B_2$ .

Durch die Linse  $L_2$  wurde der Resonanzstrahl annähernd parallel gemacht und passierte dann die Blende  $B_3$ , das Absorptionsgefäß  $A$ , die Blenden  $B_4$  und  $B_5$ , um schliesslich auf die Photozelle  $P$  aufzufallen.

4. Im Verlauf der Versuche wurden zwei Absorptionsgefässe verwendet; das eine hatte eine Länge von 2,75 cm, das andere von 0,506 cm. Die Verwendung zweier Absorptionsgefässe erlaubte es, einen viel grösseren Temperatur- und Dampfdruckbereich in die Versuche einzubeziehen.

Die elektrischen Öfen  $O_4$  für die Absorptionsgefässe waren, genau wie jener für das Resonanzgefäss, an der Ein- und Austrittsstelle mit Quarzscheibchen  $f_3$  und  $f_4$  verschlossen. Die Absorptions-Öfen waren aus Messingrohr hergestellt; für die Heizwicklungen wurde Chrom-Nickel-Draht verwendet. Beide Absorptionsgefässe hatten Ansätze für die Bodenkörper, die vom eigentlichem Absorptionsraum einige cm abstanden. Die Öfen hatten je zwei voneinander unabhängige Heizwicklungen, wie das in Fig. 3 angedeutet ist. Der Teil von 1 bis 2 diente zur Erhitzung des eigentlichen Absorptionsraumes. Die dort herrschende Temperatur war bei allen Versuchen die gleiche ( $345^{\circ}\text{C}$ ), so dass auch die Doppler-Breite der Absorptionslinie immer die gleiche war. In jenem Teil des Ofens (2 bis 3), der den Ansatz mit dem Bodenkörper  $b$  umgab, wurde die Temperatur bei den einzelnen Versuchen variiert, überstieg aber niemals  $250^{\circ}\text{C}$ . Ebenso wie beim Resonanzgefäss befand sich der Bodenkörper in unmittelbarer Nähe der ungeheizten Stirnwand. Zwischen dem stärker und dem schwächer geheizten Raum innerhalb des Ofens war eine Asbestblende  $B_4$  eingelegt.

Das lange Absorptionsgefäss (2,75 cm) ist das gleiche, das BILLETER<sup>1)</sup> verwendete. Mit diesem Gefäss konnte nur bis zu Temperaturen von etwa  $220^{\circ}\text{C}$  gearbeitet werden. Für Versuche bei höheren Temperaturen diente das kurze Absorptionsgefäss (0,506 cm). Da die Länge des Absorptionsgefässes mindestens auf 1% genau sein muss, ist die Herstellung so kurzer Gefässe mit gewissen Schwierigkeiten verbunden<sup>19)</sup>.

Die Gestalt des Gefässes ist aus Fig. 3 ersichtlich. An der durch  $R$  bezeichneten Stelle befinden sich 4 angeschmolzene Stifte

aus Quarz, von denen 2 auf der Zeichnung sichtbar sind. Die beiden andern stehen senkrecht und symmetrisch zu ihnen. In dem Zwischenraum, den die beiden aufgeschmolzenen Quarzplatten  $Q$  freilassen, befindet sich ein planparalleler Quarzring, der in der Figur nicht eingezeichnet ist. Bei der Herstellung des Gefässes wurde dieser Ring von den 4 Stiften zentrisch gehalten. Der Ring selbst hatte einen innern Durchmesser von 19 mm und war  $5,06_1$  mm hoch. Um dem Zn-Dampf den Zutritt ins Innere zu gestatten, war der Ring an 4 Stellen bis etwa zur Mitte seiner Höhe eingekerbt, so dass er ein kronenähnliches Aussehen hatte (vgl. F. MÜLLER<sup>19)</sup> a. a. O., Fig. 1a). Nach der Ausführung dieser Einkerbungen wurde der Ring planparallel geschliffen und schliesslich vor dem Einbau ins Absorptionsgefäss in verschiedenen Lagen an 20 Stellen mit einem Zeiss'schen Dickenmesser seine Höhe gemessen, die sich zu  $5,06_1 \pm 0,015$  mm ergab. — Die Nebenfigur der Abb. 3 gibt eine Ansicht des Gefässes aus der Blickrichtung von  $b$  nach  $Q$ .

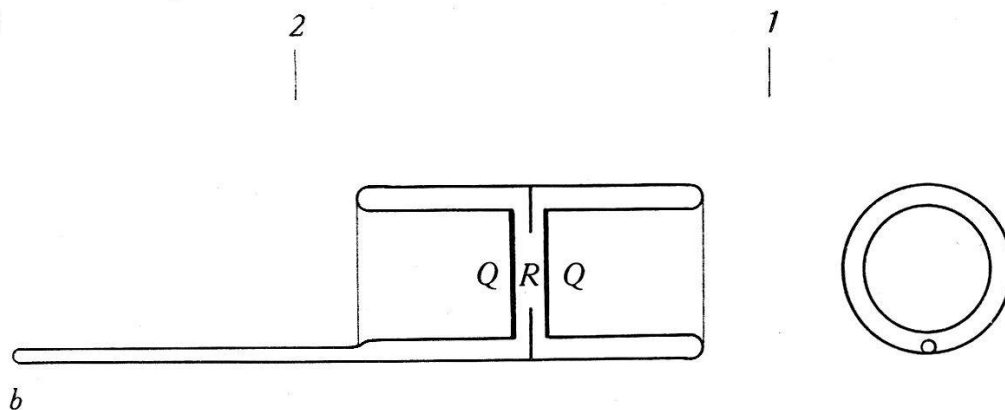


Fig. 3.  
Kurzes Absorptionsgefäss.

5. Die Photozelle  $P$  ist eine heliumgefüllte Kaliumhydrürzelle aus Quarz, die im Institut hergestellt und bereits früher für Intensitätsmessungen bei Versuchen über Resonanzstrahlung von ŽVIRONAS<sup>31)</sup> verwendet wurde. Die Verstärkeranordnung<sup>17) 20) 21)</sup> war in allen wesentlichen Zügen die gleiche wie sie BILLETER<sup>1)</sup> und SCHEIN<sup>22)</sup> verwendeten, ebenso die Verstärkerröhre.

Die ganze Photozellen- und Verstärkeranordnung war zum Schutze gegen elektrostatische und magnetische Störungen in einem Eisenzylinder von etwa 2 cm Dicke eingeschlossen. Die Luft im Innern des Zylinders wurde mit metallischem Na trocken gehalten. Das Magnetfeld von  $M$  war in dieser Anordnung dann ohne feststellbaren Einfluss auf die Grösse des von einer konstanten Lichtintensität durch Photozelle und Verstärkeranordnung hervorgerufenen Galvanometerauschlages.

Die Intensitätsproportionalität der Anordnung wurde nach der auch von SCHEIN<sup>22)</sup> verwendeten Methode geprüft.

Um von Störungen durch Schaltvorgänge im Institut und ähnlichem frei zu werden, wurden alle wichtigen Messungen nachts ausgeführt.

6. Im oberen Teil des Ofens für die Cario-Lampe wurde die Temperatur mit einem Quarz-Quecksilber-Thermometer gemessen; im Ansatz des Cario-Ofens, ebenso wie im Resonanz-Ofen, wurden Eisen-Konstanten-Thermoelemente verwendet. Im Absorptions-Ofen, der sich im Magnetfeld befand, waren ebenfalls 2 Thermoelemente, und zwar aus Silber-Konstanten, eingebaut. Das eine befand sich in jenem Teil des Ofens, der den eigentlichen Absorptions-Raum enthielt; das andere war in unmittelbarer Nähe des Bodenkörpers befestigt.

Die Eichung der Thermoelemente erfolgte durch Vergleich mit einem Platin-Platin/Rhodium-Element, welches vom Eidg. Amt für Mass und Gewicht in Bern geeicht war. Die Thermostrome wurden mit Galvanometer, Fernrohr und Skala gemessen. Die Ablesegenauigkeit betrug  $0,5^{\circ}$  C. Während der Messungen wurde sorgfältig auf Temperaturkonstanz durch ständiges Kontrollieren und Nachregulieren aller Heizströme geachtet. Während einer Messreihe, die bis zu 2 Stunden dauerte, wurde die Temperatur in beiden Teilen des Absorptions-Ofens auf  $\pm 0,5^{\circ}$  C, im Resonanz- und Cario-Ofen auf  $\pm 1^{\circ}$  C konstant gehalten.

7. Zur Erzeugung der Magnetfelder diente ein Weiss'scher Elektromagnet *M* (kleines Modell mit Wasserkühlung). Der Abstand der flachen, zylindrischen Polschuhe betrug 5,6 cm. Das Magnetfeld wurde mit Probespule und ballistischem Galvanometer auf 2% genau geeicht. Diese Genauigkeit war für die vorliegenden Fragen völlig ausreichend.

Bis auf die Heizwicklung aus Cr-Ni-Draht war der Absorptions-Ofen völlig frei von jedem ferromagnetischen Material. Eine Untersuchung mit der Probespule zeigte auch, dass die am Ort des Absorptionsgefäßes gemessene Feldstärke unabhängig davon war, ob der Ofen diese Stelle umgab oder ob er entfernt wurde.

Durch die Heizströme, die die Wicklungen der Öfen durchflossen, wurden zusätzliche Magnetfelder von der Grössenordnung von 10 Gauss erzeugt. (Nur ein Ofen, jener für eines der beiden Absorptionsgefässe, war bifilar gewickelt.) Diese zusätzlichen Felder werden vernachlässigt.

Der Abstand zwischen Resonanzgefäss und Photozelle betrug 130 cm. Das Absorptionsgefäss befand sich in der Mitte zwischen diesen.



### § 3. Die Versuche.

Eine vollständige Versuchsreihe bestand in der Regel aus folgenden Einzelmessungen.

1. Zunächst wurde bei kaltem Resonanz- und Absorptionsgefäß das Streulicht bestimmt. Dabei musste die Cario-Lampe und die Verstärkeranordnung bereits auf die endgültige Konstanz eingespielt sein, was etwa 80 Minuten Wartezeit erforderte. Die Intensität des Streulichts betrug etwa 7% der Gesamtintensität  $I_0$ , d. i. jener, die bei der Betriebstemperatur des Resonanzgefäßes (378° C) und kaltem Absorptionsgefäß auf die Photozelle auffiel. Die Streulichtintensität wurde am Schlusse aller in einer Nacht vorgenommenen Versuchsreihen jeweils kontrolliert und erwies sich bis auf wenige geringfügige Ausnahmen stets als konstant. Dieser so gemessene Wert wurde bei den nachfolgenden Berechnungen von jedem einzelnen Intensitätswert abgezogen. Um dazu berechtigt zu sein, musste sichergestellt werden, dass das Streulicht nicht oder wenigstens nicht in erheblichem Masse Resonanzlicht enthielt, also absorbierbar war.

Dies geschah durch besondere Kontrollversuche: Anschliessend an eine Streulichtmessung wurde das Absorptionsgefäß langsam erhitzt und die durchgegangene Lichtintensität in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen. Dabei ergab sich, dass, wenn das Streulicht überhaupt absorbierbare Komponenten enthielt, diese höchstens hinreichten um einen Effekt hervorzubringen, der gerade an der Grenze der Messgenauigkeit lag. In diesem Falle wären etwa 5% des Streulichts absorbierbar; das sind 0,35% der Gesamtintensität  $I_0$ , deren Vernachlässigung nicht ins Gewicht fällt. In denselben Grenzen blieben auch die stärksten verwendeten Magnetfelder (5750 Gauss) auf das Streulicht ohne Einfluss.

Ein weiterer Kontrollversuch zeigte, dass das Streulicht zu einem *grossen* Teile aus langwelligem Licht bestand. Schaltet man nämlich bei der Streulichtmessung eine gewöhnliche Glasplatte in den Strahlengang ein, so geht der Ausschlag nur um etwa 20% zurück.

2. War so das Streulicht bestimmt, so wurde als nächstes der Resonanz-Ofen auf die Temperatur von 378° C gebracht. Dabei blieb das Absorptionsgefäß zunächst noch kalt. Nunmehr wurde  $I_0$ , d. i. die auf das Absorptionsgefäß auffallende Intensität gemessen. Auch diese Messung wurde öfters am Ende der Messreihen wiederholt, wobei beide Werte immer sehr gut übereinstimmten. Es war nicht notwendig, diese Wiederholung stets am Ende einer jeden Messreihe vorzunehmen, weil es eine andere

Methode gibt, welche es ebenfalls ermöglicht, die Konstanz der auffallenden Intensität  $I_0$  zu kontrollieren, ohne dass dazu das zeitraubende Warten auf die Abkühlung des Absorptionsgefäßes erforderlich wäre. Schaltet man nämlich ein so starkes Magnetfeld ein, dass die aufgespaltenen Komponenten der Absorptionslinie ganz aus dem Wellenlängenbereich der Emissionslinie verschoben sind, so muss wieder ebensoviel Licht von diesen Komponenten durch das Absorptionsgefäß hindurchgehen, wie wenn es kalt ist, d. h. gar keinen absorbierenden Dampf enthält. Wir werden in Zukunft diese Intensität zum Unterschied von  $I_0$  mit  $I_{\max}$  bezeichnen. Weitere Ausführungen hierüber und über die Berücksichtigung der im Magnetfeld nicht verschiebbaren  $\pi$ -Komponenten der Linie folgen in § 4.

3. Als nächster Schritt folgt die Anheizung des Absorptions-Ofens, und zwar des Teiles um den Absorptions-Raum, auf  $345^\circ \text{C}$  und des Teiles um den Bodenkörper auf eine bestimmte konstante Temperatur zwischen  $188^\circ$  und  $246^\circ \text{C}$ . Das Magnetfeld ist hierbei immer noch nicht eingeschaltet. Die unter diesen Bedingungen durchgehende Intensität nennen wir  $I_{H=0}$ .

4. Nunmehr befinden sich alle Öfen auf den für die Messung notwendigen Temperaturen. Jetzt wird das Magnetfeld eingeschaltet und die durchgehende Intensität  $I_H$  in Abhängigkeit vom Magnetfeld  $H$  gemessen.

Zur Kontrolle der auffallenden Intensität  $I_0$  wurde nach 3—4 Messungen jeweils das Magnetfeld auf 5750 Gauss gebracht und dabei die vorhin definierte Intensität  $I_{\max}$  gemessen. Nach jeder solchen Messung musste durch abnehmende Kommutation des Stromes der Elektromagnet entmagnetisiert werden. Die Messung der  $I_H$  erfolgte also stets in der Reihenfolge zunehmender Feldstärken.

#### § 4. Eliminierung der $\pi$ -Komponenten.

Eine experimentelle Bestimmung des ZEEMANN-Typus der Zink-Resonanzlinie  $2138,6 \text{ \AA.E.}$  liegt nicht vor. Doch kann man bei dieser Linie als einer Singulett-Linie normalen Zeeman-Effekt mit Sicherheit voraussetzen. Ein wesentlicher Unterschied gegenüber der von BILLETER<sup>2)</sup> untersuchten Interkombinations-Linie  $3076 \text{ \AA.E.}$  des Zn, ebenso wie gegenüber der Linie  $2537 \text{ \AA.E.}$  des Hg besteht darin, dass die beiden letzteren einen Aufspaltungsfaktor von  $\frac{3}{2}$  haben, während dieser bei der zuerst genannten Linie gleich 1 ist. Die Berechnungen der Durchlässigkeits-Kurven ( $J_H/J_0$  als Funktion der Zeeman-Verschiebung) von SCHEIN<sup>22)</sup>

und deren Verbesserung durch SOLEILLET<sup>25)</sup> konnten demnach auf die betrachtete Linie 2138,6 Å.E. angewendet werden. Diese Rechnungen beziehen sich aber nur auf die  $\sigma$ -Komponenten. Die  $\pi$ -Komponenten bleiben bei diesen Linientypen unabhängig von der Grösse des Magnetfeldes bekanntlich stets am Orte der unverschobenen Linie bestehen. SCHEIN<sup>22)</sup>, sowie auch BILLETER<sup>1)</sup>, ZUBER<sup>30)</sup>, ŽVIRONAS<sup>31)</sup> u. a., die ähnliche Versuche an anderen Linien ausführten, trugen diesem Umstande in ihrer experimentellen Anordnung dadurch Rechnung, dass sie ein Nicol'sches Prisma an geeigneter Stelle in den Strahlengang brachten. Im vorliegenden Falle war dies aus Intensitätsgründen unmöglich, weil bei der kurzen Wellenlänge von 2138,6 Å.E. kein Nicol von hinreichender Durchlässigkeit gefunden werden konnte.

Um trotzdem untereinander bequem vergleichbare Ergebnisse zu erhalten, werden alle Werte auf  $\sigma$ -Komponenten allein umgerechnet, wobei normaler Zeeman-Effekt vorausgesetzt wird.

Dabei ergibt sich eine Bestimmung des Intensitätsverhältnisses  $a$  der  $\pi$ - zur  $\sigma$ -Komponente in der ausgesandten Resonanzstrahlung aus rein experimentellen Daten, d. h. man erhält auch eine Bestimmung des Polarisationsgrades der verwendeten Resonanzstrahlung.

Wir bezeichnen mit  $\sigma$  und  $\pi$  die *Intensitäten* der  $\sigma$ - bzw.  $\pi$ -Komponenten. Ferner bezeichnen die Indices:

- 0.... die auf das Absorptionsgefäss *auffallende* Intensität,
- $H=0$ .... die beim Magnetfeld  $H=0$  *hindurchgehende* Intensität,
- $H$ ..... die beim beliebigen Magnetfeld  $H$  *hindurchgehende* Intensität,
- max..... die beim maximalen Magnetfeld *hindurchgehende* Intensität.

Aus  $\pi_0/\sigma_0 = a$  folgt  $\sigma_0 + \pi_0 = \sigma_0(1+a)$ . Da beim Magnetfeld Null kein Zeeman-Effekt stattfindet, ist  $\sigma_{H=0}/\sigma_0 = \pi_{H=0}/\pi_0$ , d. h. dass im Felde Null zwischen  $\sigma$ - und  $\pi$ -Licht nicht unterschieden zu werden braucht. Wegen des normalen Zeeman-Effektes ist ferner für alle  $H$ :  $\pi_H = \pi_{H=0} = a\sigma_{H=0}$ . Also gilt:

$$\frac{\sigma_H + \pi_H}{\sigma_0 + \pi_0} = \frac{\sigma_H + a\sigma_{H=0}}{\sigma_0(1+a)} \quad (1)$$

und demnach

$$\frac{\sigma_H}{\sigma_0} = (1+a) \frac{\sigma_H + \pi_H}{\sigma_0 + \pi_0} - a \frac{\sigma_{H=0}}{\sigma_0}. \quad (2)$$

Bezeichnen wir jetzt die direkt gemessenen Intensitäten  $(\sigma + \pi)$



mit  $I$ , die daraus auf obigem Wege für  $\sigma$  allein abgeleitet mit  $J$  und beachten wir, dass

$$\frac{I_{H=0}}{I_0} \equiv \frac{\sigma_{H=0} + \pi_{H=0}}{\sigma_0 + \pi_0} = \frac{\sigma_{H=0} (1+a)}{\sigma_0 (1+a)} \equiv \frac{J_{H=0}}{J_0} \quad (3)$$

so folgt:

$$\frac{J_H}{J_0} = (1+a) \frac{I_H}{I_0} - a \frac{I_{H=0}}{I_0}. \quad (4)$$

Wir werden im folgenden stets die  $J$ -Werte angeben, d. h. also jene, die sich nur auf  $\sigma$ -Licht beziehen.

Wird das Magnetfeld so gross, dass die  $\sigma$ -Komponenten der Absorptionslinie gänzlich aus dem Wellenlängenbereich der im feldfreien Raum entstandenen Resonanzstrahlung verschoben sind, so geht alles auffallende  $\sigma$ -Licht durch das Absorptionsgefäss hindurch, und es wird also  $\frac{J_{\max}}{J_0} = 1$ . Dementsprechend wird auch  $\frac{I_{\max}}{I_0}$  bei einer solchen Grösse des Feldes konstant bleiben. Das „maximale“ Magnetfeld muss so gross gewählt werden, dass eben  $\frac{I_{\max}}{I_0} = \text{const}$  experimentell realisiert wird. Für  $I_H = I_{\max}$  und  $\frac{J_H}{J_0} = \frac{J_{\max}}{J_0} = 1$  erhält man aus (4)

$$a = \frac{I_0 - I_{\max}}{I_{\max} - I_{H=0}}. \quad (5)$$

Als Mittel aus sämtlichen 8 Messreihen, für die jeder der 3  $I$ -Werte einzeln gemessen wurde, ergibt sich  $a = 1,00_5$ . Die grössten Abweichungen liegen bei  $1,03_2$  und  $0,98_5$ . Wir werden im weiteren mit einem Wert  $a$  rechnen, der genau eins ist. Es ergibt sich also, dass unsere aus dem Resonanzgefäss auf das Absorptionsgefäss einfallende Strahlung ganz depolarisiert ist. SOLEILLET und NIKITINE<sup>26)</sup> haben aber gezeigt, dass die Resonanzstrahlung unserer Zn-Linie 2138,6 Å.E. in einem Felde von 0,55 Gauss nur zu 26% depolarisiert ist. Unser Ergebnis  $a = 1$  steht aber nicht in Widerspruch zu den Messungen von SOLEILLET und NIKITINE, da in dem elektrischen Ofen für das Resonanzgefäss ein magnetisches Feld von etwa 10 Gauss herrschte (vgl. § 2, Nr. 7), die Depolarisation also viel stärker sein musste als bei dem Feld von 0,55 Gauss.

Für  $a = 1$  und grosse Magnetfelder folgt aus (4)

$$1 = 2 \frac{I_{\max}}{I_0} - \frac{I_{H=0}}{I_0} \quad (6)$$

und

$$I_0 = 2 I_{\max} - I_{H=0}. \quad (7)$$

Auf diese Weise kann durch Messung von  $I_{\max}$  die Konstanz von  $I_0$  kontrolliert werden, wie bereits in § 3 Nr. 2 erwähnt wurde.

### § 5. Ergebnisse und Diskussion.

1. Mit dem langen Absorptionsgefäß von 2,75 cm Länge wurden 10 Messreihen der Durchlässigkeit  $\frac{J_H}{J_0}$  in Abhängigkeit vom Magnetfeld  $H$  ausgeführt, mit dem kurzen Absorptionsgefäß von 0,506 cm Länge 5 solcher Messreihen. 2 Messreihen mit langem

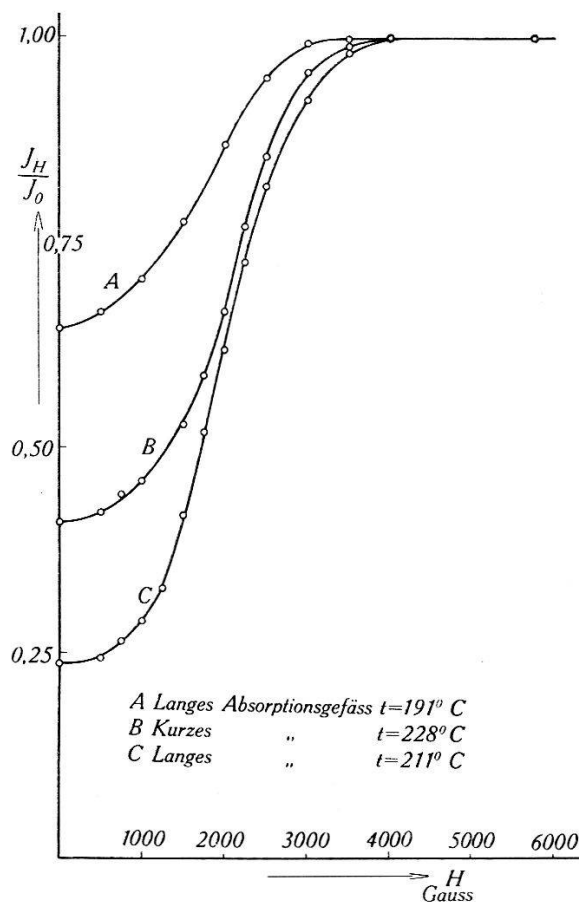


Fig. 4.

Experimenteller Verlauf der Durchlässigkeit.

und eine mit kurzem Absorptionsgefäß sind in Tab. 1 und Fig. 4 wiedergegeben. Unter  $t$  ist die am Bodenkörper des Absorptionsgefäßes herrschende Temperatur in  $^{\circ}\text{C}$  zu verstehen. Wie aus

Tab. 1 ersichtlich, wurde bei den einzelnen Messreihen der Gang der Durchlässigkeit nur bis zu 4000 Gauss verfolgt. Besondere Kontrollversuche bis zu  $\sim 6300$  Gauss zeigten, dass die Durchlässigkeit in diesem Gebiet innerhalb der Fehlergrenzen stets eins betrug. Die letzten in der Tabelle angegebenen Werte bei 5750 Gauss sind aus den  $I_{\max}$ -Bestimmungen gewonnen.

Tabelle 1.

	A		B		C	
Absorptions- gefäß	lang		kurz		lang	
$t$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	211		228		191	
$H$ (Gauss)	$I_H/I_0$	$J_H/J_0$	$I_H/I_0$	$J_H/J_0$	$I_H/I_0$	$J_H/J_0$
0	0,23 <sub>6</sub>	0,23 <sub>6</sub>	0,41 <sub>0</sub>	0,41 <sub>0</sub>	0,64 <sub>5</sub>	0,64 <sub>5</sub>
500	0,24 <sub>0</sub>	0,24 <sub>4</sub>	0,41 <sub>6</sub>	0,42 <sub>2</sub>	0,65 <sub>5</sub>	0,66 <sub>5</sub>
750	0,25 <sub>0</sub>	0,26 <sub>4</sub>	0,42 <sub>7</sub>	0,44 <sub>4</sub>	—	—
1000	0,26 <sub>3</sub>	0,29 <sub>0</sub>	0,43 <sub>5</sub>	0,46 <sub>0</sub>	0,67 <sub>5</sub>	0,70 <sub>5</sub>
1250	0,28 <sub>3</sub>	0,33 <sub>0</sub>	—	—	—	—
1500	0,32 <sub>7</sub>	0,41 <sub>8</sub>	0,46 <sub>9</sub>	0,52 <sub>8</sub>	0,71 <sub>0</sub>	0,77 <sub>5</sub>
1750	0,37 <sub>8</sub>	0,52 <sub>0</sub>	0,49 <sub>9</sub>	0,58 <sub>8</sub>	—	—
2000	0,42 <sub>8</sub>	0,62 <sub>0</sub>	0,53 <sub>5</sub>	0,66 <sub>6</sub>	0,75 <sub>7</sub>	0,86 <sub>9</sub>
2250	0,48 <sub>1</sub>	0,72 <sub>6</sub>	0,59 <sub>0</sub>	0,77 <sub>0</sub>	—	—
2500	0,52 <sub>7</sub>	0,81 <sub>8</sub>	0,63 <sub>1</sub>	0,85 <sub>5</sub>	0,79 <sub>8</sub>	0,95 <sub>1</sub>
3000	0,58 <sub>0</sub>	0,92 <sub>4</sub>	0,68 <sub>5</sub>	0,95 <sub>8</sub>	0,81 <sub>9</sub>	0,99 <sub>3</sub>
3500	0,60 <sub>9</sub>	0,98 <sub>2</sub>	0,70 <sub>0</sub>	0,99 <sub>0</sub>	0,82 <sub>2</sub>	0,99 <sub>9</sub>
4000	0,61 <sub>9</sub>	1,00 <sub>2</sub>	0,70 <sub>5</sub>	1,00 <sub>0</sub>	—	—
5750	0,61 <sub>8</sub>	1,00 <sub>0</sub>	0,70 <sub>5</sub>	1,00 <sub>0</sub>	0,82 <sub>3</sub>	1,00 <sub>1</sub>

Fig. 4 lässt erkennen, dass eine Feldstärkenänderung von  $\sim 100$  Gauss eine deutliche Änderung der Durchlässigkeit hervorruft. Da die betrachtete Linie eine Zeeman-Aufspaltung von  $2,153 \cdot 10^{-5}$  Å.E./Gauss besitzt, entspricht einer Feldänderung von 100 Gauss eine Linien-Verschiebung von  $\sim 2,15 \cdot 10^{-4}$  Å.E. Das Auflösungsvermögen der Anordnung beträgt daher

$$\frac{\lambda}{\Delta \lambda} = \frac{2139}{2,15 \cdot 10^{-4}} \approx 10^7.$$

Die in Fig. 4 wiedergegebenen wie auch alle anderen aufgenommenen Kurven sind durchwegs monoton ansteigend. Damit ist erwiesen, dass die Zn-Linie 2139 Å.E. eine Linienform hat, die nur ein Maximum aufweist; etwaige Hyperfeinstrukturkomponenten superponieren sich also zu einer resultierenden Linienform, die in den angegebenen Grenzen nicht weiter auflösbar ist.

WOOD<sup>22)</sup> bemerkt in einer Veröffentlichung über die Hyperfeinstruktur verschiedener anderer Linien, dass die Linie 2138,6 Å.E. des Zinks aus 2 Komponenten bestehe. Er verwendete zu diesen Untersuchungen eine Lummer-Gehrcke-Platte. Wood's Bemerkung steht in Widerspruch zu unseren Ergebnissen. Wir glauben indessen annehmen zu dürfen, dass das Auflösungsvermögen unserer Apparatur erheblich grösser ist als jenes bei WOOD. Eine Angabe über die Grösse des Auflösungsvermögens findet sich dort nicht.

SOLEILLET und NIKITINE<sup>26)</sup> haben bei der betrachteten Linie die Depolarisation der normal zum erregenden Lichtstrahl ausgesandten Resonanzstrahlung mit einer Atomstrahlmethode gemessen. Sie fanden eine Depolarisation von 26% bei einem der Richtung des die Resonanz erregenden Lichtstrahls parallelen Magnetfeld von 0,55 Gauss. (Ganz analoge Verhältnisse fand SOLEILLET<sup>23)</sup> schon vorher bei der Linie 3076 Å.E. des Zinks.) Sie werfen am Schluss ihrer Arbeit die Frage nach dem Grunde dieser Depolarisation auf und bemerken, dass die Annahme einer „magnetischen Hyperfeinstruktur“ (im Gegensatz zur Isotopieverschiebung) wegen des zur Hervorbringung dieses Effektes notwendigen Mengenverhältnisses der geradzahligen und ungeradzahligen Zn-Isotope kaum mit dem, was über Zn-Isotope bekannt ist, vereinbart werden kann. Ebenso wenig wie die Arbeit der genannten Autoren kann unsere Untersuchung über diese Frage Aufschluss geben.

2. Unter der Voraussetzung reiner Doppler-Verteilung in einer einfachen Linie mit normalem Zeeman-Effekt, hat SCHEIN<sup>22)</sup>  $J_H/J_0$  als Funktion der Zeeman-Aufspaltung berechnet. Die entsprechende Formel lautet:

$$\frac{J_H}{J_0} = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n (k_{\lambda_0} \cdot l)^n}{n! \sqrt{1+n \left(\frac{\Delta \lambda_E}{\Delta \lambda_A}\right)^2}} \cdot e^{-n \frac{\ln 2}{\Delta \lambda_A^2} \cdot \frac{\lambda^2}{1+n (\Delta \lambda_E / \Delta \lambda_A)^2}}. \quad (8)$$

Darin bedeuten:  $k_{\lambda_0}$  den Absorptionskoeffizienten in der Linienmitte;  $l$  die Länge der absorbierenden Schicht;  $\Delta \lambda_E$  bzw.  $\Delta \lambda_A$  die Halbwertsbreite der Emissions- bzw. der Absorptionslinie und  $\lambda_H$  die Zeeman-Aufspaltung beim Magnetfeld  $H$ .

Zur Vereinfachung der Rechnungen hatte SCHEIN die beiden zum Ort der unverschobenen Linie symmetrischen  $\sigma$ -Zeeman-Komponenten der Absorptionslinie durch eine einzige Linie ersetzt. Diese war durch Superposition beider Zeeman-Komponenten auf ein und derselben Seite der unverschobenen Linie entstanden gedacht.

SOLEILLET<sup>25)</sup> hat nun gezeigt, dass eine solche Vereinfachung unzulässig ist\*). Die Rechnung mit 2 Komponenten führt zu einer Reihe

$$\frac{J_H}{J_0} = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n k_{\lambda_0} \cdot l)^n}{n! \sqrt{1 + n \left( \frac{\Delta \lambda_E}{\Delta \lambda_A} \right)^2}} \frac{1}{2^n} \sum_{p=0}^n \binom{n}{p} e^{-\ln 2 \cdot \left( \frac{\lambda_H}{\Delta \lambda_A} \right)^2} \frac{n+4}{n + (\Delta \lambda_A / \Delta \lambda_E)^2} \quad (9)$$

deren einzelne Glieder, von demjenigen für  $n=2$  ab, von den entsprechenden Gliedern der Schein'schen Reihe (8) abweichen.

Bei beiden Formeln ist, wie schon erwähnt, reine Doppler-Verteilung sowohl für die Emissions- wie auch für die Absorptionslinie vorausgesetzt und die emittierende Schicht der Emissionslinie als unendlich dünn angenommen. Für jede konkrete experimentelle Anordnung müssen also noch spezielle, die Form der Emissionslinie betreffende Korrekturen angebracht werden.

Bei unseren experimentellen Verhältnissen können wir in größter Näherung mit einer unendlich dünnen emittierenden Schicht rechnen (s. § 2, Nr. 3). In diesem Falle ist für beide Halbwertsbreiten einfach die Dopplerbreite bei den entsprechenden Temperaturen einzusetzen.  $\Delta \lambda_E / \Delta \lambda_A$  ist dann gleich der Wurzel aus dem Verhältnis der absoluten Temperaturen im Resonanz- und Absorptionsgefäß. Für die Dopplerbreite der Absorptionslinie ist selbstverständlich die Temperatur im eigentlichen Absorptionsraum und nicht die des Bodenkörpers massgebend. Wie bereits erwähnt, wurden bei allen Versuchen sowohl die  $\Delta \lambda_E$  als auch die  $\Delta \lambda_A$  bestimmenden Temperaturen konstant gehalten. Erstere betrug  $651^\circ K$ , letztere  $618^\circ K$ . Dem entsprechen:  $\Delta \lambda_E = 2,42 \cdot 10^{-3}$  Å.E. und  $\Delta \lambda_A = 2,36 \cdot 10^{-3}$  Å.E. Somit ist:

$$\Delta \lambda_E / \Delta \lambda_A = \sqrt{\frac{651}{618}} = 1,026.$$

Für das Magnetfeld Null wird auch  $\lambda_H = 0$  und daher:

$$\frac{J_{H=0}}{J_0} = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n (k_{\lambda_0} \cdot l)^n}{n! \sqrt{1 + n \left( \Delta \lambda_E / \Delta \lambda_A \right)^2}}. \quad (10)$$

In dieser Formel sind alle Größen ausser  $k_{\lambda_0}$  bekannt. Man kann daher  $k_{\lambda_0}$  durch Messung von  $J_{H=0}/J_0$  bestimmen. Dies geschieht in der Weise, dass man für mehrere passende, aber willkürlich vorgegebene Werte von  $(k_{\lambda_0} \cdot l)$  das zugehörige  $J_{H=0}/J_0$  nach (10) ausrechnet und als Funktion von  $(k_{\lambda_0} \cdot l)$  graphisch aufträgt. So

\*) Die Kenntnis der näheren Einzelheiten seiner Rechnung verdanken wir einer brieflichen Mitteilung von Herrn SOLEILLET an Prof. EDGAR MEYER.

lässt sich dann zu jedem experimentell gefundenen  $J_{H=0}/J_0$  aus der graphischen Darstellung ein  $(k_{\lambda_0} \cdot l)$  ablesen.

In Fig. 5 und Tab. 2 sind für den gleichen Wert von  $(k_{\lambda_0} \cdot l) = 1,40$  folgende Durchlässigkeitskurven angegeben: a) experimentelle Werte bei langem Absorptionsgefäß ( $t = 202^\circ \text{ C}$ )\*; b) bei kurzem Absorptionsgefäß ( $t = 228^\circ \text{ C}$ )\*; c) theoretische Werte nach der Schein'schen Formel (Gl.8); d) nach der Soleillet'schen Formel (Gl. 9). Die Übereinstimmung der Werte von  $(k_{\lambda_0} \cdot l)$  für langes und kurzes Absorptionsgefäß bei dem Felde  $H = 0$  wird durch passende Wahl der Drucke, d. h. durch Variieren der Temperatur des Bodenkörpers im Absorptionsgefäß erzielt.

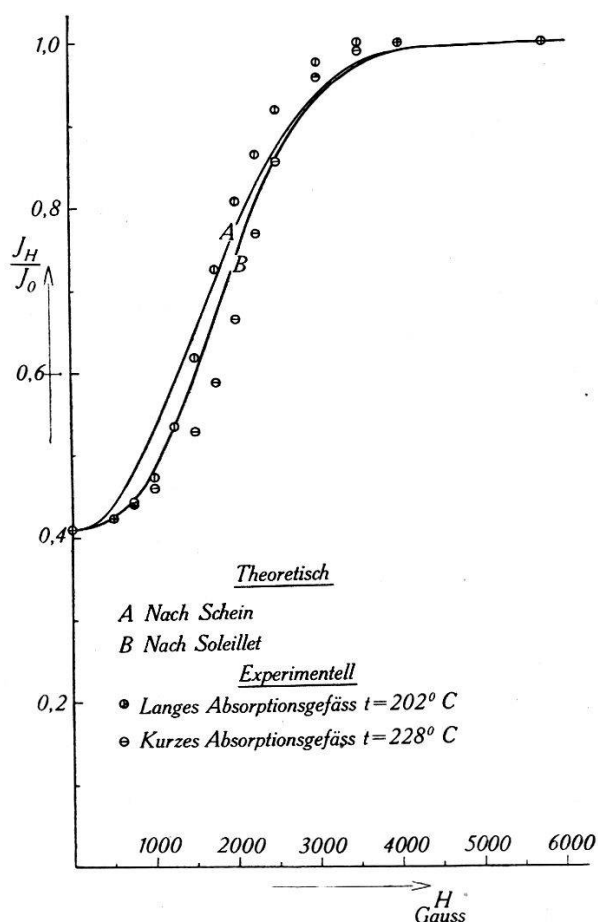


Fig. 5.

Vergleich zwischen theoretischen und experimentellen Werten der Durchlässigkeit.

Zur Berechnung der theoretischen Durchlässigkeitskurven wurde so verfahren, dass aus dem Wert von  $J_{H=0}/J_0$  in der geschilderten Weise  $(k_{\lambda_0} \cdot l)$  bestimmt wurde. Mit diesem Wert von  $(k_{\lambda_0} \cdot l)$  wird in Formel (8) bzw. (9) eingegangen, nach welchen die in der vorletzten bzw. letzten Spalte von Tab. 2 angegebenen Werte berechnet wurden.

\*)  $t =$  Temperatur des Bodenkörpers.



Ein vollkommen analoges Verhalten wie die in Fig. 5 dargestellten Durchlässigkeitskurven zeigen alle anderen Messreihen.

Es lag nun nahe anzunehmen, dass die z. B. in Figur 5 sichtbare Diskrepanz zwischen den experimentellen und den berechneten Werten daher rühre, dass tatsächlich  $\Delta\lambda_E/\Delta\lambda_A$  erheblich grösser als 1,026 sei. Führt man in die theoretischen Formeln einen grösseren Wert dieses Verhältnisses ein, so wird sowohl bei (8) wie auch bei (9) die Feldunabhängigkeit von  $J_H/J_0$  erst bei grösseren Feldern erreicht; d. h. für grosse Felder würde die Abweichung der experimentellen Werte von den theoretischen noch grösser. Bei kleinen

Tabelle 2.

$H$ (Gauss)	experimentell		theoretisch	
	a	b	c	d
	langes Absorptionsgefäss	kurzes	nach (8) (Schein)	nach (9) (Soleillet)
0	0,41 <sub>1</sub>	0,41 <sub>0</sub>	0,41 <sub>0</sub>	0,41 <sub>0</sub>
500	0,42 <sub>3</sub>	0,42 <sub>2</sub>	0,44 <sub>0</sub>	0,42 <sub>4</sub>
750	0,44 <sub>1</sub>	0,44 <sub>4</sub>	—	—
1000	0,47 <sub>3</sub>	0,46 <sub>0</sub>	0,53 <sub>4</sub>	0,48 <sub>3</sub>
1250	0,53 <sub>5</sub>	—	—	—
1500	0,61 <sub>9</sub>	0,52 <sub>8</sub>	0,65 <sub>2</sub>	0,60 <sub>0</sub>
1750	0,72 <sub>7</sub>	0,58 <sub>8</sub>	—	—
2000	0,80 <sub>9</sub>	0,66 <sub>6</sub>	0,77 <sub>6</sub>	0,73 <sub>9</sub>
2250	0,86 <sub>5</sub>	0,77 <sub>0</sub>	—	—
2500	0,91 <sub>9</sub>	0,85 <sub>2</sub>	0,87 <sub>4</sub>	0,85 <sub>7</sub>
3000	0,97 <sub>7</sub>	0,95 <sub>8</sub>	0,93 <sub>7</sub>	0,93 <sub>2</sub>
3500	1,00 <sub>1</sub>	0,99 <sub>0</sub>	0,97 <sub>5</sub>	0,97 <sub>2</sub>
4000	0,99 <sub>9</sub>	1,00 <sub>0</sub>	0,99 <sub>0</sub>	0,99
4500	—	—	0,99 <sub>7</sub>	0,99 <sub>7</sub>
5750	0,99 <sub>9</sub>	1,00 <sub>0</sub>	—	—

Feldern werden diese Abweichungen nur in bezug auf die Schein'sche Kurve kleiner, doch für die Soleillet'sche, die doch der Schein'schen sicherlich überlegen ist, ergibt sich auch hier eine vergrösserte Abweichung. Die entgegengesetzte Annahme aber, nämlich  $\Delta\lambda_E/\Delta\lambda_A < 1,026$  ist sinnlos, weil die Temperatur des Resonanzgefässes höher als die des Absorptionsgefässes ist und überdies bei der Emissionslinie viel mehr Möglichkeiten für etwaige Verbreiterungen gegeben sind (Selbstumkehr).

Der Versuch, durch Variieren des Verhältnisses der Dopplerbreiten schliesslich eine berechnete Kurve zu finden, die mit den



experimentellen Werten einigermaßen übereinstimmt, musste demnach fallen gelassen werden.

Wir schliessen vielmehr aus den systematischen Abweichungen aller experimentellen Durchlässigkeitskurven von den berechneten, dass die betrachtete Linie entweder in Emission *und* Absorption oder nur in Emission oder nur in Absorption eine Intensitätsverteilung besitzt, welche von einer Dopplerform verschieden ist. Für eine Erklärung dieser Verschiedenheit kommen sehr viele mögliche Gründe in Betracht: Selbstumkehr, Isotopenverschiebung, Modifizierung der Dopplerverteilung durch die natürliche Linienbreite (über deren ungefähre Grösse s. § 6) und verschiedene Kombinationen dieser Möglichkeiten untereinander. Überdies hängt der Verlauf der Durchlässigkeitskurve, wie (9) zeigt, stark von  $k_{\lambda_0}$  ab, dessen Berechnung nach (10) selbst wiederum bei anderer als Dopplerform der Linie falsch wird. Man sieht aus obigen Ausführungen, dass eine Durchrechnung aller möglichen Kombinationen wenig aussichtsreich ist, da für quantitative Annahmen bezüglich der einzelnen Effekte kaum Anhaltspunkte gegeben sind.

Die aus Fig. 5 und Tab. 2 ersichtlichen Unterschiede der experimentellen Resonanzkurven für *kurzes und langes* Absorptionsgefäss untereinander, treten systematisch bei allen Paaren solcher Kurven auf. Unter einem Paar verstehen wir je eine Messreihe mit kurzem und langem Absorptionsgefäss, die beim Magnetfelde Null die gleiche Durchlässigkeit aufweisen und denen gemäss (10) gleiche Werte von  $k_{\lambda_0} \cdot l$  entsprechen müssten.

Aus diesen Unterschieden bei den Kurvenpaaren ergibt sich, dass *die Absorptionslinie* sicher keine Dopplerform besitzt. Denn es sei daran erinnert, dass die Dopplerbreite nicht vom Druck sondern nur von der thermischen Geschwindigkeit der absorbierenden Atome, also nur von der Temperatur des Absorptionsraumes abhängt und dass diese bei allen Versuchen die gleiche war; geändert wurde *nur* die Temperatur des Bodenkörpers im Ansatzrohr. Aus dem Umstand aber, dass die Feldunabhängigkeit bei höheren Drucken (kurzes Absorptionsgefäss) erst später eintritt als bei niederen Drucken (langes Absorptionsgefäss) geht offenbar hervor, dass die Absorptionslinie mit steigendem Druck verbreitert wird. Da so experimentell nachgewiesen ist, dass die Absorptionslinie keine Dopplerform besitzt, lässt sich mit grösster Wahrscheinlichkeit dasselbe auch für die Emissionslinie behaupten. Indessen fehlt hierfür der direkte experimentelle Nachweis.

Da bei den in Frage kommenden niederen Drucken von  $\sim 10^{-5}$ — $10^{-6}$  mm Hg eine gewöhnliche Druckverbreiterung durch Stossdämpfung ausgeschlossen werden darf, liegt die Vermutung

nahe, dass eine Isotopenverschiebung dafür verantwortlich sein könnte. Man müsste dann in den theoretischen Ansätzen, die zu Formel (9) führen, statt  $J_H/J_0$  eine Grösse  $\Sigma J_H/\Sigma J_0$  einsetzen, wobei die Summierungen sich auf die Isotopen beziehen<sup>30)</sup>. Dann wäre das von uns ermittelte  $k_{\lambda_0}$  nicht der maximale Absorptionskoeffizient einer einzigen Linie, sondern eine komplizierte Funktion der Absorptionskoeffizienten mehrerer zwar sehr benachbarter, aber intensitätsverschiedener Linien.

Indessen entzieht sich die Tatsache, dass die experimentellen Kurven durchwegs schon bei kleineren Magnetfeldern feldunabhängig werden als die theoretischen anscheinend jeder Erklärung. Dadurch erscheint uns auch die Wahrscheinlichkeit der eben geäusserten Vermutungen stark herabgemindert.

Unabhängig von diesen Erwägungen bleibt bestehen, dass Emissions- und Absorptionslinie eine Form haben, die von der Dopplerverteilung in einer einfachen Linie wesentlich abweicht und dass diese Form druckabhängig ist.

## § 6. Zum Dampfdruck von Zink und zur absoluten Intensität der Linie 2138,6 Å.E.

Die nach dem oben dargelegten Verfahren errechneten Werte des Absorptionskoeffizienten in der Linienmitte  $k_{\lambda_0}$  können demnach nach den oben gegebenen Ausführungen keineswegs Anspruch auf exakte Richtigkeit erheben. Dennoch sollen sie im folgenden für weitere orientierende Berechnungen herangezogen werden, da sie wohl grössenordnungsmässig richtig sind.

Wir machen für das Weitere folgende Voraussetzung: Die Abweichungen zwischen Theorie und Experiment beim Magnetfeld Null seien klein gegen jene bei grossen Magnetfeldern.

Für die Oszillatorenstärke  $f$  einer Linie wurde von LADENBURG<sup>12)</sup> folgende Formel angegeben:

$$f = \frac{\bar{q} \cdot k_{\lambda_0}}{2 \frac{e^2}{m \cdot c} \lambda_0 \cdot N} . \quad (11)$$

Darin bedeuten:  $\bar{q}$  die mittlere thermische Geschwindigkeit der absorbierenden Atome;  $e$  und  $m$  Ladung und Masse des Elektrons;  $c$  die Lichtgeschwindigkeit;  $\lambda_0$  die Wellenlänge in der Linienmitte und  $N$  die Anzahl pro  $\text{cm}^3$  der zur Absorption fähigen Atome.

Setzt man nun  $\bar{q} = \sqrt{\frac{8 R T_A}{\pi \cdot M}}$  und  $N = p_A/k \cdot T_A$  in (11) ein ( $R$  = allgemeine Gaskonstante;  $M$  = Molekulargewicht;  $k$  = Boltz-

mannsche Konstante;  $p_A$  und  $T_A$  Druck und absolute Temperatur im eigentlichen Absorptionsraum), so erhält man

$$f = \sqrt{\frac{2R}{\pi M}} \cdot \frac{k}{\frac{e^2}{m \cdot c} \cdot p_A \cdot \lambda} \cdot T_A^{3/2} \cdot k_{\lambda_0}. \quad (12)$$

Der Druck  $p_A$  ist jener, der unter unseren ganz speziellen Bedingungen im Absorptionsraum herrscht. Im allgemeinen interessiert aber nur der Druck  $p_A$ , der der Temperatur  $T_A$  des Bodenkörpers entspricht. Ist die mittlere freie Weglänge gross gegen die Gefässdimensionen, so gilt nach KNUDSEN<sup>11)</sup>  $p_A = p_B \sqrt{\frac{T_A}{T_B}}$ . Dieses trifft in unserem Falle zu, da die Gefässdimensionen von der Grössenordnung 1 cm, die mittleren freien Weglängen hingegen ungefähr  $10^4$  cm sind. Mit dieser Korrektur ergibt sich

$$f = \sqrt{\frac{2R}{\pi M}} \cdot \frac{k \cdot T_A}{\frac{e^2}{m \cdot c} \cdot p_B \cdot \lambda_0} \sqrt{T_B} \cdot k_{\lambda_0}. \quad (12a)$$

Der Dampfdruck von festem Zink ist von EGERTON<sup>6)</sup> zwischen  $419,4^\circ \text{C}$  (Schmelzpunkt) und  $257^\circ \text{C}$  gemessen worden und findet sich in den Tabellen von LANDOLT - BÖRNSTEIN - SCHEEL - ROTH<sup>13)</sup> verzeichnet. Messungen bis zu tieferen Temperaturen liegen nicht vor. EGERTON gibt im Zusammenhang mit seinen Messungen eine Dampfdruckformel folgender Gestalt an\*):

$$\log p_{mm} = 10,9443 - 0,5 \cdot \log T - 7176/T. \quad (13)$$

Demgegenüber findet sich in den International Critical Tables<sup>10)</sup> folgende, offenbar rein empirische, sich auf die Messpunkte von EGERTON beziehende Dampfdruckformel:

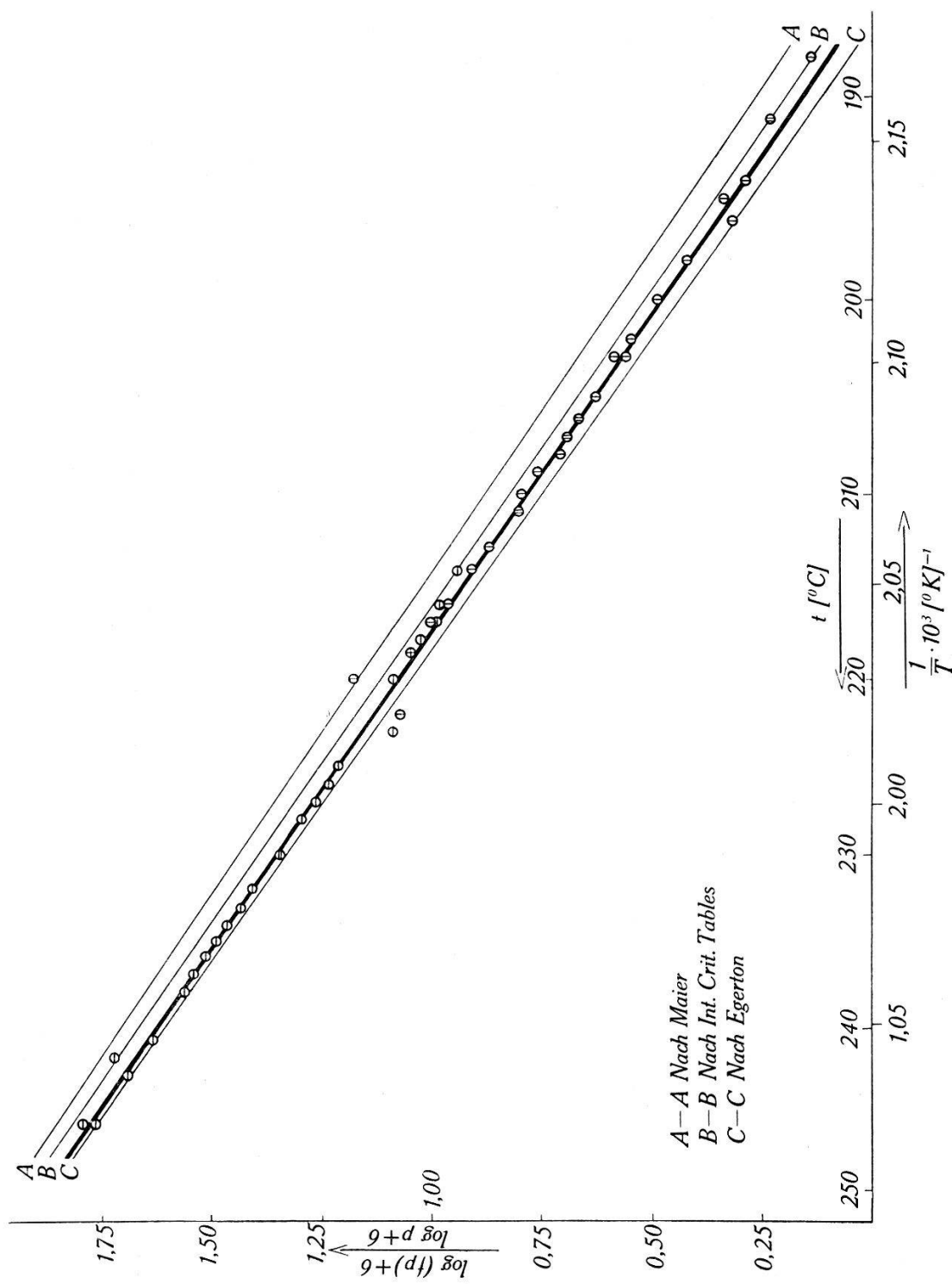
$$\log p_{mm} = 9,200 - 6946,59/T. \quad (14)$$

Schliesslich berechnet MAIER<sup>15)</sup> unter Heranziehung neuerer Arbeiten über die Umwandlungswärmen von Zink eine dritte Dampfdruckformel:

$$\log p_{mm} = 9,4181 - 0,05029 \cdot \log T - 3,277 \cdot 10^{-4} \cdot T - 6883,0/T. \quad (15)$$

Bei hohen Temperaturen stimmen alle drei Formeln sehr gut überein, bei tiefen laufen sie auseinander. In Fig. 6 zeigen die dünnen Linien die obigen Formeln bis zu  $\sim 190^\circ \text{C}$  extrapoliert.

\*) Hier und im folgenden bedeutet  $p_{mm}$ , dass die Drucke in mm Hg ausgedrückt sind.

Fig. 6. Dampfdruckkurve ( $p$  in mm Hg).

Wagrechte und senkrechte Striche in den Kreisen bedeuten Messungen mit kurzem bzw. langem Absorptionsgefäß.

Bei unseren Versuchen war es unmöglich, die Temperatur so hoch zu steigern, bis man sichere Dampfdruckwerte erreicht hatte. Dazu wäre ein Absorptionsgefäß erforderlich gewesen, dessen absorbierende Schicht eine Länge von  $\sim 0,5$  mm hätte aufweisen müssen. Die Herstellung solcher Gefäße ist mit sehr grossen Schwierigkeiten verbunden und musste deshalb unterbleiben.

Der  $f$ -Wert kann aus (12) nur berechnet werden, wenn der Dampfdruck  $p_B$  bekannt ist. Wir werden daher so verfahren, dass wir aus den gemessenen  $k_{\lambda_0} \cdot l$ -Werten zunächst das Produkt  $f \cdot p_B$  berechnen. Trägt man in (12a) die allgemeinen Konstanten und die speziell für unsere Linie geltenden numerisch ein, und rechnet ferner den Dampfdruck  $p_B$  auf mm Hg um, so erhält man für  $T_A = 618^\circ \text{ K}$ :

$$f \cdot p_B = 3,18_3 \cdot 10^{-7} \sqrt{T_B} \cdot k_{\lambda_0}. \quad (16)$$

In Tab. 3 sind für verschiedene Temperaturen des Bodenkörpers im Absorptionsgefäß die aus der Durchlässigkeit im Magnetfeld Null ermittelten Werte von  $(k_{\lambda_0} \cdot l)$  und die daraus nach Formel (16) errechneten Werte von  $(f \cdot p)$  angegeben.

In Fig. 6 ist  $f \cdot p$  im logarithmischen Masstab gegen  $1/T$ , das Reziproke der absoluten Temperatur des Bodenkörpers im Absorptionsgefäß aufgetragen. Im gleichen Masstab sind auch die für diese Temperaturen extrapolierten Dampfdruckformeln (13), (14) und (15) eingetragen. Die Wahl von  $1/T$  als Abszisse empfiehlt sich, weil in allen drei Formeln der mit  $1/T$  multiplizierte Summand ausschlaggebend ist.

Man erkennt in Fig. 6, dass die durch die experimentellen Punkte gelegte Gerade am ehesten jenem Linienzug parallel ist, welcher die nach den Int. Crit. Tables extrapolierten Werte darstellt. Diese beiden Geraden unterscheiden sich also nur durch eine additive Konstante, welche nichts anderes ist als  $\log f$ . Diese additive Konstante weist einen kleinen Gang auf und zwar von  $-0,041$  bei  $1/T = 1,92 \cdot 10^{-3}$  bis  $-0,036$  bei  $1/T = 16 \cdot 10^{-3}$ . Mittelt man über die entsprechenden  $f$ -Werte, so erhält man

$$\underline{f = 0,91}$$

Aus Messungen der anomalen Dispersion des Zn-Dampfes bestimmte FILIPOV<sup>7)</sup> das Verhältnis der Oszillatorenstärken der beiden Resonanzlinien des Zinks zu  $\frac{f_{2139}}{f_{3076}} = 7200$ . Daraus berechneten BILLETER<sup>4)</sup> bzw. SOLEILLET<sup>25)</sup> einen Wert  $f = 1,47$ . Der Unterschied zwischen diesem  $f$ -Wert und dem aus unseren

Messungen ermittelten ist angesichts der Unsicherheiten, die unseren Berechnungen anhaften, nicht übermässig gross.

Aus der Tatsache, dass unsere Messungen einen  $f$ -Wert der zu erwartenden Grössenordnung liefern, schliessen wir, dass man die in den Int. Crit. Tables angegebene Dampfdruckformel für Zink bis hinab zu etwa 190° C extrapolieren darf ohne allzugrosse Fehler befürchten zu müssen.

Tabelle 3.

Langes Absorptionsgefäss $l = 2,75 \text{ cm}$			Kurzes Absorptionsgefäss $l = 0,506 \text{ cm}$		
$t \text{ (}^{\circ}\text{C)}$	$k_{\lambda_0} \cdot l$	$f \cdot p_{mm} \cdot 10^6$	$t \text{ (}^{\circ}\text{C)}$	$k_{\lambda_0} \cdot l$	$f \cdot p_{mm} \cdot 10^5$
188	0,55 <sub>2</sub>	1,37	214	0,63 <sub>0</sub>	0,874
191	0,68 <sub>2</sub>	1,70	216	0,69 <sub>0</sub>	0,960
191	0,65 <sub>5</sub>	1,71	217	0,66 <sub>9</sub>	0,931
194	0,76 <sub>6</sub>	1,94	218	0,76 <sub>0</sub>	1,06
195	0,86 <sub>8</sub>	2,17	219	0,78 <sub>3</sub>	1,12
196	0,82 <sub>8</sub>	2,08	220	0,87 <sub>4</sub>	1,22
198	1,05 <sub>1</sub>	2,64	223	0,87 <sub>4</sub>	1,22
200	1,22 <sub>0</sub>	3,07	225	1,16 <sub>0</sub>	1,63
202	1,39 <sub>9</sub>	3,53	226	1,23 <sub>2</sub>	1,71
203	1,43 <sub>6</sub>	3,63	227	1,30 <sub>0</sub>	1,83
203	1,52 <sub>6</sub>	3,85	228	1,40 <sub>0</sub>	1,97
205	1,68 <sub>2</sub>	4,26	230	1,57 <sub>0</sub>	2,22
206	1,82 <sub>9</sub>	4,63	230	1,57 <sub>0</sub>	2,22
206	1,83 <sub>6</sub>	4,65	232	1,80 <sub>0</sub>	2,54
207	1,95 <sub>1</sub>	4,95	233	1,91 <sub>3</sub>	2,71
207	1,95 <sub>0</sub>	4,95	234	2,06 <sub>0</sub>	2,92
208	2,01 <sub>2</sub>	5,11	235	2,17 <sub>0</sub>	3,08
209	2,26 <sub>2</sub>	5,75	236	2,29 <sub>0</sub>	3,25
210	2,46 <sub>0</sub>	6,26	237	2,44 <sub>0</sub>	3,47
211	2,48 <sub>5</sub>	6,33	238	2,56 <sub>0</sub>	3,64
211	2,47 <sub>0</sub>	6,29	239	2,74 <sub>0</sub>	3,90
213	2,90 <sub>0</sub>	7,40	241	3,0 <sub>1</sub>	4,29
214	3,1 <sub>7</sub>	8,10	242	3,6 <sub>2</sub>	5,25
216	3,5 <sub>8</sub>	9,16	243	3,4 <sub>1</sub>	4,87
217	3,9 <sub>1</sub>	10,0	246	4,3 <sub>2</sub>	6,19
219	4,3 <sub>4</sub>	11,1	246	4,0 <sub>3</sub>	5,77
220	4,6 <sub>4</sub>	15,0			
222	4,6 <sub>0</sub>	11,8			

Ohne unserern Werte  $f = 0,91$  eine definierte Genauigkeit beizumessen, geben wir noch folgende daraus formal errechneten Grössen numerisch an:



a) Nach einer von LADENBURG<sup>12)</sup> angegebenen Formel gilt für die Übergangswahrscheinlichkeit  $A_{kj}$  eines Quantensprunges:

$$f_{kj} = \frac{g_k}{g_j} \frac{mc}{8\pi^2 e^2} \cdot \lambda_{kj}^2 \cdot A_{kj}. \quad (17)$$

Darin bedeuten  $g_k$  und  $g_j$  die statistischen Gewichte des Ausgangs- und Endniveaus und  $\lambda_{kj}$  die Wellenlänge der Linie. Für die Zn-Resonanzlinie  $4^1S_0 - 4^1P_1$  2138,6 Å.E. ist  $g_k/g_j = 3$  (vgl. z. B. MITCHELL und ZEMANSKY<sup>18)</sup>). Daraus berechnet sich die Übergangswahrscheinlichkeit zu

$$A_{kj} = 4,4 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}.$$

b) Für die mittlere Lebensdauer des angeregten Zustandes einer Resonanzlinie gilt:  $\tau = 1/A_{kj}$ . Daher ist für den  $4^1P_1$ -Zustand des Zinks:

$$\tau = 2,3 \cdot 10^{-9} \text{ sec.}$$

SOLEILLET<sup>24)</sup> konnte bereits früher bei einem Atomstrahlversuch abschätzen, dass dieser Wert kleiner als  $10^{-7}$  sec sein müsse.

c) Für die natürliche Linienbreite  $\delta\lambda$  gilt nach WEISSKOPF und WIGNER<sup>27) 28)</sup>:

$$\delta\lambda = \frac{1}{\tau} \cdot \frac{\lambda^2}{2\pi c}; \quad (18)$$

für die betrachtete Linie ist also:

$$\delta\lambda = 1,1 \cdot 10^{-4} \text{ Å.E.}$$

Es ist selbstverständlich, dass den numerischen Werten dieses letzten Paragraphen nur eine sehr beschränkte Bedeutung beizumessen ist.

Die hier beschriebenen Experimente waren im Sommer 1936 abgeschlossen. Die Veröffentlichung erfolgt aus äusseren Gründen erst jetzt.

Zum Schlusse möchte ich meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. EDGAR MEYER, für die Anregung zu dieser Arbeit und das fördernde und wohlwollende Interesse, das er ihrem Fortgange stets entgegenbrachte, meinen herzlichsten Dank aussprechen. — Herrn Priv.-Doz. Dr. K. ZUBER fühle ich mich für seine lebenswürdige und anregende Unterstützung zu grossem Danke verpflichtet. — Herrn Dr. W. BILLETER bin ich für die freundliche Bereitwilligkeit sehr verbunden, mit der er mir seine Erfahrungen zur Verfügung stellte und mir auch sonst in jeder



Richtung entgegenkam. — Schliesslich möchte ich nicht versäumen, den Herren H. A. SCHWARZENBACH, Dr. V. BARGMANN, Dr. B. FREY, A. LEEMANN, Dr. V. WEISSKOPF und insbesondere Herrn Dr. F. LEVI für mannigfache Hilfe, Ratschläge und Diskussionen zu danken.

#### Literaturverzeichnis.

- <sup>1)</sup> W. BILLETER, H.P.A. **7**, 413, 1934.
  - <sup>2)</sup> W. BILLETER, H.P.A. **7**, 505, 1934.
  - <sup>3)</sup> W. BILLETER, H.P.A. **7**, 524, 1934.
  - <sup>4)</sup> W. BILLETER, H.P.A. **7**, 841, 1934.
  - <sup>5)</sup> G. CARIO und W. LOCHTE-HOLTGREVEN, ZS. f. Phys. **42**, 22, 1927.
  - <sup>6)</sup> A. EGERTON, Phil. Mag. **33**, 33, 1917.
  - <sup>7)</sup> A. FILIPPOV, Sow. Phys. **1**, 289, 1932.
  - <sup>8)</sup> R. GÜLKE, ZS. f. Phys. **56**, 524, 1929.
  - <sup>9)</sup> Int. Crit. Tables, Bd. V, S. 269, New York 1929.
  - <sup>10)</sup> Int. Crit. Tables, Bd. III, S. 205, New York 1928.
  - <sup>11)</sup> M. KUNDSSEN, Ann. d. Phys. **31**, 205, 1910.
  - <sup>12)</sup> R. LADENBURG, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 765, 1914 und ZS. f. Phys. **4**, 451, 1921.
  - <sup>13)</sup> LANDOLT-BÖRNSTEIN-SCHEEL-ROTH, Phys.-chem. Tab., Band II, S. 1338, Berlin 1923.
  - <sup>14)</sup> W. LOCHTE-HOLTGREVEN, ZS. f. Phys. **47**, 362, 1928.
  - <sup>15)</sup> CH. G. MAIER, Journ. Amer. Chem. Soc. **48**, 356, 1926.
  - <sup>16)</sup> A. v. MALINOWSKI, ZS. f. Phys. **14**, 884, 1913 und Ann. d. Phys. **4**, 935, 1914.
  - <sup>17)</sup> EDG. MEYER, H. ROSENBERG und F. TANK, Arch. de Genève (5), **2**, 260, 1920.
  - <sup>18)</sup> A.C.G. MITCHELL und M. W. ZEMANSKY, Resonance Radiation and Excited Atoms, Cambridge 1934, p. 97.
  - <sup>19)</sup> F. MÜLLER, H.P.A. **8**, 152, 1935.
  - <sup>20)</sup> G. DU PREL, Ann. d. Phys. **70**, 199, 1923.
  - <sup>21)</sup> H. ROSENBERG, Naturw. **9**, 359 und 389, 1921.
  - <sup>22)</sup> M. SCHEIN, H.P.A. **2**, Suppl. I, 1929 u. Ann. d. Phys. **85**, 257, 1928.
  - <sup>23)</sup> P. SOLEILLET, C. R. **187**, 723, 1928.
  - <sup>24)</sup> P. SOLEILLET, C. R. **195**, 372, 1932.
  - <sup>25)</sup> P. SOLEILLET, C. R. **204**, 253, 1937.
  - <sup>26)</sup> P. SOLEILLET und S. NIKITINE, C. R. **202**, 1046, 1936.
  - <sup>27)</sup> V. WEISSKOPF, Phys. ZS. **34**, 1, 1933.
  - <sup>28)</sup> V. WEISSKOPF und E. WIGNER, ZS. f. Phys. **63**, 54, 1930.
  - <sup>29)</sup> R. W. WOOD, Phil. Mag. (7) **2**, 611, 1926.
  - <sup>30)</sup> K. ZUBER, H. P. A. **8**, 370, 1935.
  - <sup>31)</sup> A. ŽVIRONAS, H. P. A. **7**, 224 und 684, 1934.
-