

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

Artikel: Über die Hyperfeinstruktur der Zink-Resonanzlinie 3076 Å.E.
Autor: Billeter, W.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-110375>

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: 21.02.2026

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

Über die Hyperfeinstruktur der Zink-Resonanzlinie 3076 Å.E.

von W. Billeter.

(13. III. 34.)

Zusammenfassung: Die Hyperfeinstruktur der Zn-Resonanzlinie 3076 Å.E. ($1S - 2^3P_1$) wird nach der Absorptionsmethode untersucht. Anhand der dabei erhaltenen Resonanzkurven lassen sich Hyperfeinstrukturkomponenten von einem Abstand grösser als die mit der Anordnung auflösbarer Wellenlängendifferenz $\delta\lambda = 3 \cdot 10^{-4}$ Å.E., die überdies an Intensität mit der Hauptlinie vergleichbar wären, nicht nachweisen.

§ 1. Einleitung.

Im folgenden wird über eine Untersuchung der Hyperfeinstruktur der Zn-Resonanzlinie 3076 Å.E. ($1S - 2^3P_1$) nach der Absorptionsmethode von v. MALINOWSKI¹⁾ - SCHEIN²⁾ berichtet. Diese Absorptionsmethode wurde bei der entsprechenden Hg-Linie 2537 Å.E. mit gutem Erfolg angewendet²⁾. Bei der Zn-Linie 3076 Å.E. versprach die Methode besonders einfache Resultate, da auch schon die weniger empfindlichen spektroskopischen Untersuchungen von WOOD³⁾ keine komplizierte Struktur der Linie ergeben hatten. Nach den Angaben von SCHÜLER u. WESTMEYER⁴⁾ beträgt der Anteil des ungeradzahligen Isotops Zn_{67} am Gesamtgemisch nur 4%, weshalb keine magnetische Hyperfeinstruktur von merklicher Intensität auftreten kann. Eine durch die Methode allfällig feststellbare Struktur der Linie kann somit nur auf den Einfluss der geradzahligen Isotopen Zn_{64} , Zn_{66} und Zn_{68} zurückgeführt werden.

Die Absorptionsmethode verwendet Resonanzstrahlung; dabei ist von Vorteil, dass Emissions- und Absorptionslinie bei tiefen Drucken entsprechend schmal sind und die bekannte Dopplerverteilung besitzen. Bei den vorliegenden Versuchen wurde wie üblich die Absorptionslinie im Magnetfeld gegen die Emissions-

¹⁾ A. v. MALINOWSKI, Ann. d. Phys. **44**, p. 935, 1914.

²⁾ M. SCHEIN, Ann. d. Phys. **85**, p. 257, 1928, oder Helv. Phys. Acta, **2**, Suppl. I, 1929.

³⁾ R. W. WOOD, Phil. Mag. **2**, p. 611, 1926.

⁴⁾ H. SCHÜLER und H. WESTMEYER, Zeitschr. f. Phys. **81**, p. 565, 1933. Vgl. K. T. BAINBRIDGE, Phys. Rev. **39**, p. 847, 1932. und F. W. ASTON, Proc. Roy. Soc. **A. 130**, p. 303, 1931.

linie verstimmt, und zwar kamen dabei nur die senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes polarisierten Zeemann-Komponenten (σ -Komponenten) zur Beobachtung. Da die σ -Komponenten der Absorptionslinie sich mit zunehmender Aufspaltung aus dem Bereich der Emissionslinie verschieben, wird die Absorption mit wachsender Verstimmung kontinuierlich verkleinert bis schliesslich, wenn die Komponenten der Absorptionslinie ganz aus dem Gebiete der Emissionslinie gerückt sind, gar keine Absorption mehr eintritt. Die Intensität der durch das Absorptionsgefäß hindurchgegangenen Resonanzstrahlung wurde in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke mit einer Photozelle gemessen. Form und Breite der so erhaltenen Resonanzkurve lassen wichtige Schlüsse in bezug auf die Hyperfeinstruktur der Zn-Linie 3076 Å.E. zu, ähnlich wie bei den Messungen von SCHEIN¹⁾ im Falle der Hg-Linie 2537 Å.E.

§ 2. Versuchsanordnung.

Die Apparatur bestand im wesentlichen aus folgenden Teilen: der Lichtquelle, dem Resonanzgefäß, dem Absorptionsgefäß und der lichtelektrischen Messanordnung.

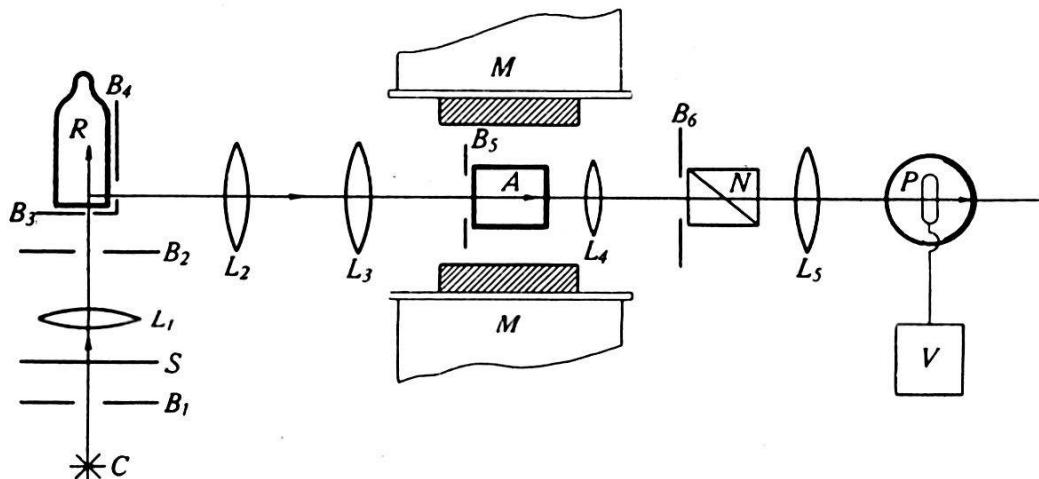


Fig. 1.
Schema der Versuchsanordnung.

Fig. 1 gibt die Gesamtanordnung wieder: Das Licht einer Cario-Lampe²⁾ C wurde durch die Quarzlinse L_1 auf das Resonanzgefäß R konzentriert. Die Quarzlinsen L_2 und L_3 bildeten sodann den Lichtkegel der erregten Resonanzfluoreszenz im Innern des Absorptionsgefäßes A ab. Nach dem Durchgang durch das Absorptionsgefäß gelangte das Licht durch die Flusspatlinse L_4 , den

¹⁾ M. SCHEIN, a. a. O.

²⁾ G. CARIO und W. LOCHTE, Zeitschr. f. Phys. **42**, p. 22, 1927.

ultraviolettdurchlässigen Nicol N und die Quarzlinse L_5 auf die Photozelle P . Die Ströme der Photozelle wurden in der Verstärkeranordnung V verstärkt. Die Länge des Strahlenganges vom Resonanzgefäß bis zur Photozelle betrug 1,30 m. Das Absorptionsgefäß A befand sich zwischen den Polschuhen eines Elektromagneten M ; dabei war die Feldrichtung stets senkrecht zur Richtung des Lichtstrahls.

Im folgenden werden die Einzelteile der Apparatur beschrieben:

1. Die Lichtquelle. Die Absorptionsmethode erfordert eine möglichst intensive Lichtquelle zur Erregung der Resonanzstrahlung; zudem ist eine sehr empfindliche photoelektrische Messanordnung notwendig, da die Intensität des Resonanzlichtes durch die im Strahlengang befindlichen Linsen, Blenden, Quarzplatten und den Nicol erheblich geschwächt wird. Bei der Zn-Linie 3076 Å.E. ist die Anregung der Resonanzstrahlung mit bedeutend grösseren experimentellen Schwierigkeiten verbunden als bei der entsprechenden Hg-Linie. Dieser Unterschied ist hauptsächlich durch die bedeutend kleinere Übergangswahrscheinlichkeit¹⁾ der Zn-Linie bedingt. Auf die weiteren Schwierigkeiten wird in den folgenden Abschnitten hingewiesen werden.

Zur Erregung der Resonanzstrahlung wurde zuerst eine Bogenlampe mit Zinkamalgamfüllung der Firma Heraeus verwendet. Dabei zeigte es sich, dass bei normalem Gebrauch der Lampe die Hg-Linien sehr viel intensiver emittiert wurden als die Linien des Zn-Spektrums. Um das Intensitätsverhältnis zugunsten des Zn zu verbessern, musste die Temperatur der Amalgamfüllung durch eine zusätzliche Heizung erhöht werden. Ein Hufeisenmagnet presste den Lichtbogen an die vordere Wandung der Lampe, wodurch die Selbstumkehr möglichst vermieden werden sollte. Bei photographischer Untersuchung erwies sich jedoch die Erregung der Resonanzstrahlung durch diese Lampe als aussichtslos schwach. Es wurde deshalb zur Untersuchung der vom Bogen emittierten Zn-Linie 3076 Å.E. folgender Vorversuch angestellt.

Die Linie wurde zuerst aus der Gesamtstrahlung durch einen van Cittert'schen Doppelmonochromator ausgeblendet. Dann ging der Strahl durch ein Absorptionsgefäß mit Zn-Dampffüllung, das sich zwischen den Polschuhen eines Elektromagneten befand. Die Intensität des durchgegangenen Lichtes wurde photoelektrisch

¹⁾ In einer demnächst erscheinenden Arbeit (Über die absolute Intensität der Zn-Resonanzlinie 3076 Å.E. und die Lebensdauer des 2^3P_1 -Zustandes von Zn) werden die beiden Übergangswahrscheinlichkeiten miteinander verglichen werden.

gemessen. Durch das Magnetfeld konnte die Absorptionslinie kontinuierlich gegen die Emissionslinie verstimmt werden. Mit zunehmender Feldstärke nahm zuerst die Intensität der durchgegangenen Strahlung ab. Erst bei einer Aufspaltung der Absorptionslinie um das Doppelte ihrer durch Dopplereffekt verursachten Halbwertbreite begann die Intensität wieder anzusteigen. Dieser Verlauf der Absorption als Funktion der Magnetfeldstärke deutete sowohl auf eine starke Selbstumkehr, als auch auf eine grosse Druckverbreiterung der vom Bogen emittierten Linie. Ausserdem machten grosse Schwankungen der Lichtintensität die Lampe für genaue Messungen ungeeignet.

Weiter wurde eine GEISSLER-Entladung mit PASCHEN'scher Hohlkathode¹⁾ ausprobiert. Bei dieser Lichtquelle suchte man

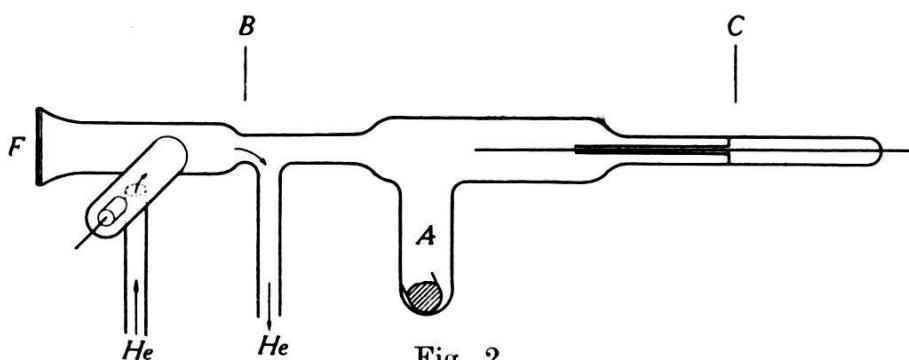


Fig. 2.
Cario-Lampe.

die Selbstumkehr dadurch zu verhindern, dass in Gegenrichtung zum austretenden Lichtstrahl dauernd Helium durch das Entladungsrohr durchgepumpt wurde. Die Entladungsverhältnisse dieser Lampe erwiesen sich jedoch als ungenügend reproduzierbar, auch wenn scheinbar alle äussern Bedingungen gleich gehalten wurden. Es konnte mit ihr nur ab und zu Resonanzstrahlung erregt werden. Somit war auch diese Lichtquelle für die Absorptionsmethode ungeeignet.

Gute Erfolge konnten schliesslich mit einer Lichtquelle, wie sie CARIO²⁾, LOCHTE³⁾ und GÜLKE⁴⁾ beschrieben haben, erzielt werden⁵⁾. Die Lampe (vgl. Fig. 2) wurde aus Siborglas hergestellt und trug vorn ein aufgekittetes Fenster F aus amorphem Quarz. Das durch Vakuumdestillation vorgereinigte Zn wurde in einem

¹⁾ F. PASCHEN, Ann. d. Phys. **50**, p. 901, 1916.

²⁾ G. CARIO und W. LOCHTE, a. a. O.

³⁾ W. LOCHTE, Zeitschr. f. Phys. **47**, p. 362, 1928.

⁴⁾ R. GÜLKE, Zeitschr. f. Phys. **56**, p. 524, 1929.

⁵⁾ Bei dieser Gelegenheit möchte ich Hrn. F. Müller, der im hiesigen Institut Versuche an Tl-Resonanz bei Verwendung einer Cario-Lampe anstellt, bestens für seine Ratschläge danken.

Röhrchen aus Siborgglas in den Ansatz *A* eingeworfen. Durch einen regulierbaren elektrischen Ofen, der nur den Ansatz *A* umgab, konnte der Zn-Dampfdruck passend eingestellt werden. Meistens wurde bei einer Ofentemperatur von 420° C gearbeitet, die einem Zn-Dampfdruck von 0,15 mm Hg entspricht. Ein zweiter Ofen, der den Entladungsraum der Lampe von *B* bis *C* umgab, wurde auf so hoher Temperatur gehalten, dass sich nirgends Zn kondensieren konnte. Zur Verhinderung der Selbstumkehr liess man dauernd Helium in der aus Fig. 2 ersichtlichen Weise durch das Entladungsrohr strömen, wobei der Druck etwa 20 mm Hg betrug.

Die Lampe wurde mit 1000 Volt Wechselspannung und einer Stromstärke von 25 mA. betrieben. Ein Transformator, gespeist durch den städtischen Wechselstrom, erzeugte die notwendige Spannung, die dauernd kontrolliert wurde. Diese Lichtquelle erwies sich im Laufe der Untersuchungen als sehr konstant.

2. Die Resonanzlampe. Die Resonanzlampe *R* bestand aus einem zylindrischen, nach hinten sich verengenden Gefäß aus amorphem Quarz, das vorn durch eine ausgesucht reine Quarzplatte abgeschlossen war. Die Resonanzlampe, die gut ausgepumpt war, enthielt etwas Zn und befand sich in einem elektrischen Ofen zur Erzeugung eines passenden Zn-Dampfdruckes. Beim Bau des Resonanzgefäßes musste besonders darauf geachtet werden, dass sich der Zn-Vorrat nach Art eines Bodenkörpers an der Stelle der tiefsten Temperatur befand, da Zn sehr zur Bildung von Spiegeln neigt. Dies wurde durch einen besonderen Ansatz am Gefäß erreicht, der den Zn-Vorrat enthielt, und der so umgebogen war, dass der Bodenkörper in die Nähe der etwas kälteren Asbestwand des Ofens zu liegen kam. Da die ursprünglichen Öffnungen am Ofen für den Eintritt und Austritt des Lichtes zu Luftströmungen und damit zur Bildung von Zn-Spiegeln an den Wandungen des Resonanzgefäßes Anlass gaben, mussten sie mit Quarzfenstern verschlossen werden. Dadurch wurde gleichzeitig eine bessere Konstanz der Temperatur im Emissionsgefäß erreicht. Vorversuche ergaben nämlich, dass die Intensität der emittierten Resonanzstrahlung auf Temperaturschwankungen sehr empfindlich ist. Diese Beobachtung ist aus der Steilheit der Zn-Dampfdruckkurve (Druck als Funktion der Temperatur aufgetragen) leicht zu verstehen. Durch eine passende Konstruktion des Ofens konnte dessen Temperatur, die dauernd durch ein Thermoelement kontrolliert wurde, so konstant gehalten werden ($\pm 1^{\circ}$), dass ein Einfluss von Temperaturschwankungen auf die Versuchsergebnisse nicht mehr festzustellen war.

Im weiteren musste grosse Sorgfalt auf das Einfüllen von möglichst reinem Zn verwendet werden. Denn bei längerem Gebrauch des Resonanzgefäßes war es unvermeidlich, dass der Bodenkörper innerhalb des Ansatzes durch Destillationsvorgänge mehrmals seine Lage änderte. Wenn dabei durch kleine Unreinheiten des Zn Gase frei wurden, so blieben diese im zugeschmolzenen Gefäß eingeschlossen und beeinflussten als Fremdgas die Resonanzstrahlung. Um jede Gasabgabe zu verhindern, wurde das Zn nach folgendem Verfahren eingefüllt.

Zur Destillation wurde am Ansatz des Resonanzgefäßes ein Röhrchen angeblasen, das durch vier Verengungen in vier kleine Räume unterteilt war. Der äusserste Raum enthielt das durch Vakuumdestillation vorgereinigte Zn. Die Resonanzlampe wurde an eine Hochvakuumpumpenanlage angeschlossen und zunächst einige Stunden lang ausgeglüht. Das Zn wurde nun im Röhrchen fortschreitend viermal überdestilliert, bis es endgültig in den Ansatz des Resonanzgefäßes gelangte. Dabei wurden alle Verunreinigungen, die bei der Destillation in gasförmigen Zustand übergingen, durch die Pumpe abgesaugt, während das Destillationsröhren mit den Rückständen abgeschmolzen wurde. Mit Ausnahme des Destillationsröhrens blieb die ganze Resonanzlampe, bis das Zn fertig eingefüllt war, im rotglühenden Ofen. Erst nach dieser wiederholten Reinigung des Zn und der Entgasung der Gefäßwände wurde die Resonanzlampe von der Pumpe abgeschmolzen.

Zur Vermeidung von Streulicht wurden an der Resonanzlampe zwei Blenden B_3 und B_4 (vgl. Fig. 1) angebracht. B_3 hatte eine kreisförmige Öffnung von 4 mm Durchmesser, während B_4 dem Resonanzkegel entsprechend eine keilförmige Öffnung von ca. 1 cm² Fläche besass. B_4 wurde so am Resonanzgefäß befestigt, dass ein ca. 15 mm langes Stück des Resonanzkegels möglichst dicht hinter dem Eintrittsfenster ausgeblendet wurde. Ferner verlief zur Verhinderung des Streulichtes der erregende Lichtstrahl 5 mm hinter dem Austrittsfenster; die austretende Resonanzstrahlung hatte daher eine Dampfschicht dieser Dicke zu durchdringen. Wie jedoch später mitzuteilende Kontrollversuche ergaben, wurde dadurch im Emissionsgefäß keine merkliche Selbstumkehr der emittierten Resonanzlinie verursacht (vgl. § 3).

3. Das Absorptionsgefäß im Magnetfeld. Das zylindrische Absorptionsgefäß A von 20 mm Innendurchmesser war ebenfalls aus amorphem Quarz hergestellt. Da die Dicke der absorbierenden Schicht für die quantitative Auswertung der Messungen genau bekannt sein musste, wurde die innere Länge des Absorptions-

zylinders mit dem Komparator gemessen. Die beiden Quarzfenster waren nicht genau parallel, weshalb die Zylinderlänge an vier verschiedenen Stellen bestimmt wurde. Als Mittelwert ergab sich für die Dicke der absorbierenden Schicht 2,75 cm (kleinste Schichtlänge = 2,73 cm, grösste Schichtlänge = 2,77 cm). Das Zn wurde in der gleichen Weise wie bei der Resonanzlampe eingefüllt. Ähnlich wie bei der Cario-Lampe befand sich auch beim Absorptionsgefäß der Ansatz mit dem Bodenkörper in einem besonderen elektrischen Ofen, der eine genaue Regulierung des Dampfdruckes erlaubte. Die Temperatur des Bodenkörpers wurde mit einem Platin-Platinrhodium-Thermoelement gemessen. Ein zweiter Ofen, der das Absorptionsgefäß selber umgab, wurde wiederum zur Vermeidung von Spiegeln stets auf höherer Temperatur als der erste gehalten; doch blieb die Temperaturdifferenz gegenüber dem Bodenkörper so klein, dass sich die dadurch bewirkte Verringerung der Dampfdichte in der Grösse der Absorption noch nicht bemerkbar machte. Ebenso ist die dadurch bewirkte Zunahme der Linienbreite zu vernachlässigen, da der diese allein bestimmende Dopplereffekt der Wurzel aus der absoluten Temperatur proportional ist. Die Blende B_5 (vgl. Fig. 1) begrenzte den durchgehenden Lichtstrahl so, dass jede Reflexion an der zylindrischen Gefässwand ausgeschlossen war.

Das Absorptionsgefäß befand sich im Magnetfeld eines kleinen WEISS'schen Elektromagneten, der auch von SCHEIN¹⁾ zur Erzeugung seiner Magnetfelder verwendet worden war. Der Abstand zwischen den ebenen zylindrischen Polschuhen von 10 cm Durchmesser betrug 5,6 cm. Die Feldstärke wurde mit einer Probespule gemessen und in einer Eichkurve als Funktion der Stromstärke aufgetragen. Es konnte bei der Eichung festgestellt werden, dass der das Absorptionsgefäß umgebende elektrische Ofen, der sich ebenfalls zwischen den Polschuhen befand, ohne Einfluss auf die Feldstärke war. (Der Ofen war aus einem Messingrohr angefertigt und mit Chromnickeldraht gewickelt). Die Remanenz betrug nach einer Versuchsserie bis zu 40 Gauss. Es wurde deshalb vor jedem neuen Versuch eine Entmagnetisierung durch abnehmende Kommutation ausgeführt, wodurch die Remanenz auf weniger als 2 Gauss verkleinert wurde. Während eines Versuches wurde darauf geachtet, dass die Feldstärke, wie bei der Eichung, stets von kleineren zu höheren Werten verändert wurde. Die Homogenität des Magnetfeldes wurde mit der Probespule besonders untersucht. Innerhalb der Dimensionen des

¹⁾ M. SCHEIN, a. a. O.

vom Absorptionsgefäß eingenommenen Raumes betrugten die Feldstärkenunterschiede höchstens $\frac{1}{2}\%$.

Wie bereits mitgeteilt, verlief der Strahlengang senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien, und der ultraviolettdurchlässige Nicol N war so eingestellt, dass nur die σ -Komponenten durchgelassen wurden. Durch besondere Versuche wurde untersucht, ob das magnetische Streufeld am Orte der Resonanzlampe deren Emission störte. Es zeigte sich, dass das Streufeld weder die Intensität der Resonanzstrahlung, noch den Grad ihrer Polarisation beeinflusste.

4. Photozelle und Verstärkeranordnung. Die Intensität der Resonanzstrahlung wurde mit einer Photozelle P aus Uviolglas gemessen, deren aktive Schicht aus sensibilisiertem Natrium bestand. Die Zelle besass bei 3076 Å.E. eine ausserordentlich hohe Empfindlichkeit, dagegen blieb jedes Streulicht praktisch wirkungslos; denn nach längeren Wellen zu war die Na-Schicht nicht mehr wesentlich empfindlich, während das Uviolglas der Zelle die kürzeren Wellen abschnitt. Es wurde deshalb auch die wahrscheinlich sehr intensive Singulett-Resonanzlinie 2139 Å.E. ($1\ S-2\ ^1P_1$) sicher nicht mitgemessen. Der noch verbleibende Streulichteffekt war dank dieser Umstände, sowie der geometrischen Anordnung des Strahlenganges kleiner als 1% der Maximalintensität. Kontrollversuche wurden von Zeit zu Zeit bei kaltem Emissions- und Absorptionsgefäß vorgenommen. Von der im Absorptionsgefäß entstehenden sekundären Resonanzstrahlung gelangte nur 1% in die Photozelle, wie sich aus dem Durchmesser (1,8 cm) der Linse L_4 und aus deren Entfernung (14 cm) vom Absorptionsgefäß errechnen liess.

Die Schaltung der Verstärkeranordnung war im wesentlichen gleich der von SCHEIN¹⁾, ebenso die verwendete Verstärkerröhre. Um Störungen möglichst zu verhindern, war die ganze Anordnung in einen elektrostatischen Blehschutz eingebaut; ausserdem wurden alle Messungen während der Nacht ausgeführt, da zu dieser Zeit mit besserer Konstanz der Stromquellen gerechnet werden konnte. Vor jeder Ablesung eines Galvanometerausschlages wurde der Nullpunkt neu bestimmt. Dies erwies sich als notwendig, weil bei der hohen Empfindlichkeit der Verstärkeranordnung öfters kleine Nullpunktsverschiebungen vorkamen. Der Einfluss des magnetischen Streufeldes auf die Verstärkerröhre wurde durch zwei Massnahmen soweit verkleinert, dass er die Messgenauigkeit nicht beeinträchtigte. Erstens wurde ein Eisenplattenschutz

¹⁾ M. SCHEIN, a. a. O.

zwischen der Verstärkerröhre und dem Magneten aufgestellt, und zweitens wurde die Verstärkerröhre so orientiert, dass die Elektronenbewegung in ihrem Innern möglichst parallel zur Richtung des magnetischen Streufeldes verlief.

Die Proportionalität zwischen Lichtintensität und Galvanometerausschlag wurde nach der gleichen Methode wie bei SCHEIN¹⁾ geprüft; sie war innerhalb des Bereiches, in dem gemessen wurde, genau erfüllt.

§ 3. Die Versuche.

Bekanntlich werden bei der Absorptionsmethode jeweilen zwei Intensitäten miteinander verglichen, nämlich: Erstens die Intensität J der von R (vgl. Fig. 1) ausgehenden Resonanzstrahlung nach dem Durchgang durch den in A enthaltenen absorbierenden Dampf und zweitens die Intensität J_0 der Resonanzstrahlung ohne Absorption in A . Dabei sei wiederholt, dass die gemessene Strahlung wegen des Nicols vollständig linear polarisiert²⁾ war und zwar senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes. Bei der Aufspaltung der Absorptionslinie durch Zeemann-Effekt war demzufolge nur die Absorption durch die beiden σ -Komponenten zu beobachten.

Beginnt man nun, wie in den Versuchen, mit der Magnetfeldstärke null, so ist die durchgelassene Strahlungsintensität J ein Minimum, weil in diesem Falle die Absorptionslinie die Emissionslinie vollständig überdeckt. Steigert man dann die Magnetfeldstärke, so wandern allmählich die beiden σ -Komponenten der Absorptionslinie aus dem Bereiche der unverändert bleibenden Emissionslinie heraus. Die Absorption wird dadurch kontinuierlich verkleinert, weshalb die durchgegangene Intensität J zunimmt. Oberhalb einer gewissen Feldstärke sind schliesslich die beiden σ -Komponenten ganz aus dem Bereiche der Emissionslinie herausgerückt, so dass die Absorption verschwindet und die gemessene Intensität J mit J_0 identisch wird. Die Versuche ergaben tatsächlich in einem Bereich von etwa 3250 Gauss bis 4780 Gauss³⁾ Unabhängigkeit der gemessenen Intensität J von der Magnetfeldstärke H (vgl. Fig. 3). Somit war es bei den Versuchen möglich, J_0 einfach durch Messung der durchgegangenen Intensität bei einer Feldstärke über 3250 Gauss zu bestimmen. Dieses Verfahren ist im vorliegenden Falle wegen seiner Einfachheit der

¹⁾ M. SCHEIN, a. a. O.

²⁾ Vgl. den Kontrollversuch am Ende dieses §.

³⁾ 4780 Gauss ist die höchste verwendete Feldstärke.

bisher üblichen Methode¹⁾, das Absorptionsgefäß aus dem Strahlengang herauszuklappen, vorzuziehen. Ausserdem hat man dabei den Vorteil, dass die Lichtverluste in den Quarzfenstern des Absorptionsgefäßes für J und J_0 dieselben bleiben und deshalb nicht weiter berücksichtigt zu werden brauchen.

Mit den eigentlichen Resonanzversuchen konnte jeweilen erst dann begonnen werden, wenn sich die Verstärkeranordnung und die Dampfdrucke in der Cario-Lampe, im Emissions- und im Absorptionsgefäß stationär eingestellt hatten. Bei einigen Versuchen änderten sich dennoch die Entladungsbedingungen in der Cario-Lampe allmählich, womit naturgemäß auch die Strahlung der Resonanzlampe langsame Intensitätsänderungen erlitt. Im Mittel betrugen diese bei einer Versuchsdauer von ca. 40 Minuten etwa 4% der Intensität J_0 . Um diese Intensitätsänderungen berücksichtigen zu können, wurde nach je drei Absorptionsmessungen die Intensität J_0 kontrolliert.

Tabelle 1.

Kurve A $p=0,55 \cdot 10^{-2}$ mm Hg		Kurve B $p=1,75 \cdot 10^{-2}$ mm Hg		Kurve C $p=3,65 \cdot 10^{-2}$ mm Hg	
H	J/J_0	H	J/J_0	H	J/J_0
0	0,78 ₂	0	0,41 ₅	0	0,20
168	0,78 ₅	168	0,42	147	0,21
337	0,79 ₅	337	0,44	295	0,22
505	0,81	547	0,48 ₅	547	0,23 ₅
675	0,83	760	0,55 ₅	800	0,29 ₅
840	0,87	970	0,65 ₅	1010	0,41
1030	0,91	1220	0,75	1220	0,57 ₅
1220	0,93 ₅	1475	0,86	1430	0,70 ₅
1430	0,96	1685	0,93 ₅	1640	0,79 ₅
1665	0,97	1895	0,95	1850	0,87 ₅
1895	0,99 ₅	2100	0,97 ₅	2060	0,92 ₅
2100	0,99 ₅	2530	1,00	2480	0,96
2400	1,00	2950	0,99 ₅	2910	0,98 ₅
2860	0,99 ₅	3380	1,00	3330	1,00
3590	1,00 ₅	3800	1,00	3800	1,00
4390	1,00 ₅	4200	1,00 ₅	4280	0,99 ₅
		4780	1,00 ₅	4750	1,00

Bei jeder Versuchsserie wurde für verschiedene Magnetfeldstärken das Verhältnis J/J_0 ermittelt. Tab. 1 enthält die Mess-

¹⁾ A. v. MALINOWSKI, a. a. O.; W. ORTHMANN, Ann. d. Phys. (IV.) **78**, p. 601, 1925; M. SCHEIN, a. a. O.; P. KUNZE, Ann. d. Phys. (IV.) **85**, p. 1013, 1928.

resultate von drei Versuchsserien, die bei verschiedenen Dampfdrucken p im Absorptionsgefäß ausgeführt worden sind. Das Verhältnis J/J_0 ist sodann in Fig. 3 als Funktion der Feldstärke graphisch dargestellt.

Im gesamten wurden 11 verschiedene derartige Versuchsreihen ausgeführt. Die Temperaturen des Absorptionsgefäßes wurden dabei von 310°C bis 385°C gesteigert. Die dazu gehörenden Sättigungsdrucke des Zn-Dampfes liegen zwischen $p = 0,2 \cdot 10^{-2} \text{ mm Hg}$ und $p = 4,25 \cdot 10^{-2} \text{ mm Hg}$. Sie wurden für die verschiedenen

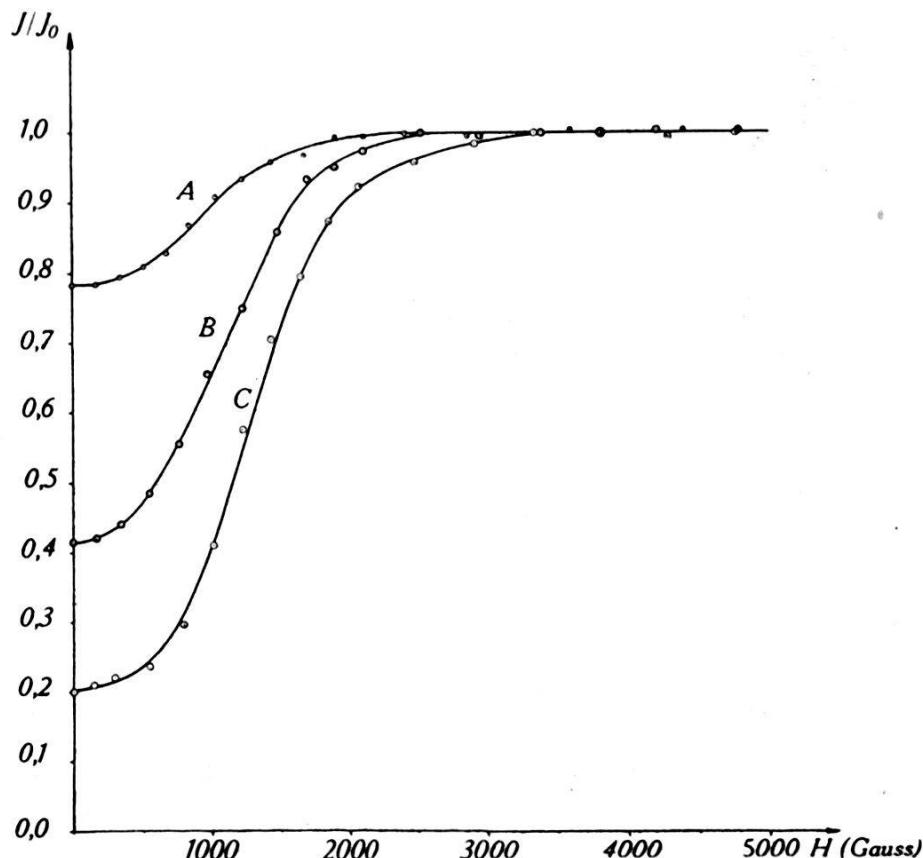


Fig. 3.

Resonanzkurven bei verschiedenen Zn-Dampfdrucken im Absorptionsgefäß.

gemessenen Temperaturen den Tabellen von LANDOLT und BÖRNSTEIN, 5. Aufl. II. Bd. p. 1338 und I. Ergänzungsbd. p. 723 entnommen. Im Emissionsgefäß dagegen wurde die Temperatur bei allen Versuchsreihen konstant auf 320°C gehalten, was einem Zn-Dampfdruck von $p = 0,3 \cdot 10^{-2} \text{ mm Hg}$ entspricht. Wie früher beschrieben wurde (vgl. § 2), hatte die austretende Resonanzstrahlung bereits innerhalb des Emissionsgefäßes eine Dampfschicht von 5 mm Dicke zu durchdringen. Die emittierte Linie zeigte jedoch wegen der verwendeten tiefen Drucke im Emissionsgefäß keine Selbstumkehr. Dies wurde durch Kontrollversuche bewiesen, bei denen der Dampfdruck im Emissions-

gefäß bis auf ein Fünftel des bei den Messungen normalerweise verwendeten Dampfdruckes verkleinert wurde. Die Resonanzkurven dieser Kontrollversuche unterschieden sich aber in keiner Hinsicht von denen der übrigen Versuche.

Ferner zeigte sich, dass mindestens bis zum Zn-Dampfdruck von $0,3 \cdot 10^{-2}$ mm Hg¹⁾, wie er im Emissionsgefäß verwendet wurde, die Intensität der erregten Resonanzfluoreszenz mit wachsender Dampfdichte ansteigt. Diese Beobachtung steht scheinbar im Gegensatz zu den Angaben von PONOMAREV und TERENIN²⁾, welche in ihrer Anordnung bereits bei $5 \cdot 10^{-4}$ mm Hg das Optimum des Resonanzleuchtens fanden. Jene Versuche wurden jedoch ohne spektrale Zerlegung ausgeführt, sodass die Diskrepanz offen-

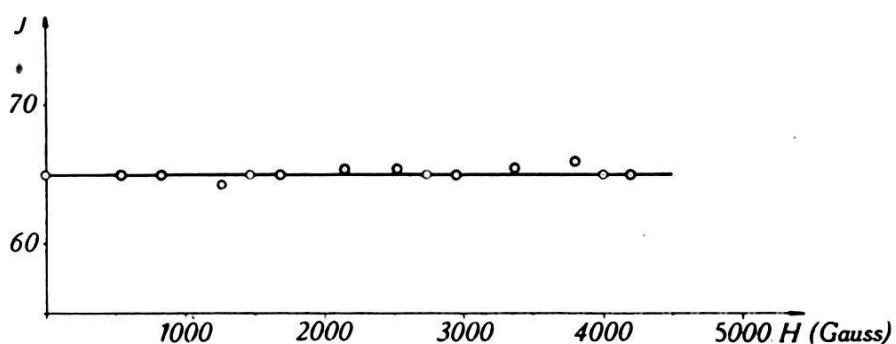


Fig. 4.
Intensität der π -Komponente.

bar auf den Einfluss der Singulett-Resonanzlinie 2139 Å.E. zurückzuführen ist.

Ein weiterer Kontrollversuch betraf schliesslich den Polarisationsgrad der durch den Nicol gegangenen Resonanzstrahlung. Dazu wurde der Nicol N (vgl. Fig. 1) um 90° gedreht, so dass die Absorption der π -Komponente beobachtet werden konnte. Bei dieser Nicolstellung wurde mit den Bedingungen, die denjenigen der Kurve B (vgl. Fig. 3 oder Tab. 1) entsprechen, eine Versuchsserie durchgeführt. Dabei zeigte es sich, dass die Intensität J von der Feldstärke völlig unabhängig war. In Fig. 4 ist das Resultat dieser Messungen (J als Funktion von H) dargestellt. Damit wurde experimentell bewiesen, dass die π -Komponente der Absorptionslinie entsprechend dem normalen Zeemann-Effekt keine Aufspaltung zeigt. Außerdem ging aus diesen Versuchen hervor, dass die Polarisation durch das Nicol'sche Prisma eine vollständige war, denn sonst hätte ein Beitrag der σ -Komponenten

¹⁾ Höhere Werte des Druckes wurden wegen der möglichen Selbstabsorption stets vermieden.

²⁾ N. PONOMAREV und A. TERENIN, Zeitschr. f. Phys. **37**, p. 95, 1926.

die gemessene Intensität vom Magnetfelde abhängig machen müssen. Hieraus ist zu schliessen, dass auch bei den Absorptionsmessungen der σ -Komponenten sicher vollkommene lineare Polarisation vorhanden war.

Das Auflösungsvermögen der von uns verwendeten Anordnung liess sich auf folgende Weise abschätzen: Nach PASCHEN¹⁾ beträgt für den Zeemann-Effekt der Zn-Linie 3076 Å.E. der Aufspaltungs faktor $\frac{3}{2}$, was einer Aufspaltung von $6,65 \cdot 10^{-6}$ Å.E. pro Gauss entspricht. Die maximale Streuung der Messpunkte im steilen Teil der Resonanzkurven (vgl. Fig. 3) ergibt eine Unsicherheit von höchstens 50 Gauss. In der Aufspaltung beträgt demnach die Unsicherheit $3,3 \cdot 10^{-4}$ Å.E., so dass das Auflösungsvermögen der Anordnung zu

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{3076}{3,3 \cdot 10^{-4}} \approx 10^7$$

angenommen werden kann.

§ 4. Ergebnisse über die Hyperfeinstruktur der Zn-Resonanzlinie 3076 Å.E.

Die in Fig. 3 dargestellten Resonanzkurven sind aus 11 verschiedenen Versuchsreihen willkürlich herausgegriffen worden. Die dazu gehörenden Messresultate sind in Tab. 1 angegeben. Alle Resonanzkurven zeigen einen monotonen Anstieg des Verhältnisses J/J_0 mit zunehmender Magnetfeldstärke H . Oberhalb einer bestimmten Feldstärke erreicht das Verhältnis J/J_0 den konstanten Wert 1; in diesem Gebiet ist keine Absorption mehr vorhanden.

Ein derartiger Verlauf der Resonanzkurven ist, entsprechend dem Auflösungsvermögen der Absorptionsmethode, zunächst einmal so zu deuten, dass die Zn-Resonanzlinie 3076 Å.E. ($1S - 2^3P_1$) offenbar keine Hyperfeinstruktur mit Komponentenabständen grösser als $3 \cdot 10^{-4}$ Å.E. besitzt. Würden nämlich mehrere getrennte Hyperfeinstrukturkomponenten vorhanden sein, so müssten die Resonanzkurven infolge der veränderten Absorptionsbedingungen wesentlich komplizierter verlaufen²⁾.

Es sind jedoch folgende zwei Fälle möglich, bei denen eine Hyperfeinstruktur zwar vorhanden ist, aber bei der verwendeten Absorptionsmethode dem Nachweis entgeht. Erstens nämlich kann die Intensität einer Hyperfeinstrukturkomponente so gering sein, dass ihr Einfluss innerhalb der Genauigkeitsgrenze

¹⁾ F. PASCHEN, Drude's Ann. 35, p. 860, 1911.

²⁾ Vgl. die Resonanzkurven der Hg-Linie 2537 Å.E. bei M. SCHEIN, a. a. O.

der Absorptionsmessung liegt und deshalb nicht festzustellen ist. Wie in § 1 erwähnt wurde, ist dies für das ungeradzahlige Isotop Zn_{67} sicher der Fall, das nach den Angaben von SCHÜLER und WESTMEYER¹⁾ nur 4% der Gesamtzahl der Atome ausmacht und dessen Teilkomponenten je nur etwa 1% zur Gesamtintensität der Linien beitragen. Erst recht ist die Intensität einer allfälligen Komponente von Zn_{70} , welches zu 0,4% im Gesamtgemisch vertreten ist, nicht mehr messbar. Dagegen sind für die Komponenten der drei geradzahligen Isotopen Zn_{64} , Zn_{66} und Zn_{68} entsprechend ihren Mengenverhältnissen sicher kommensurable Intensitäten anzunehmen, weshalb das Ergebnis der vorliegenden Untersuchung nur für diese gilt.

Der zweite Fall, der somit nur noch die Isotope Zn_{64} , Zn_{66} und Zn_{68} betreffen kann, besteht darin, dass die Abstände zwischen den Hyperfeinstrukturkomponenten kleiner als ihre Dopplertypenbreiten sind. Die Komponenten verschmelzen dann zu einer einzigen verbreiterten Linie, die naturgemäß wiederum einen monotonen Verlauf der Resonanzkurven ergeben kann. Ein derartiger Sachverhalt liesse sich durch die Annahme einer hinreichend kleinen Isotopieverschiebung erklären. Wie sich in einer demnächst zu veröffentlichten Untersuchung zeigen wird, führt eine solche Annahme tatsächlich zu einer befriedigenden quantitativen Angliederung der experimentellen an die theoretisch berechnete Resonanzkurve.

Zum Schlusse möchte ich Herrn Prof. Dr. EDGAR MEYER für die Anregung und die Förderung dieser Arbeit meinen besten Dank aussprechen. Hrn. Dr. M. SCHEIN, Hrn. H. A. SCHWARZENBACH, Hrn. Prof. Dr. R. BÄR und Hrn. Dr. B. FREY bin ich für ihre stetige Hilfsbereitschaft zu grossem Dank verpflichtet. Hrn. Prof. Dr. A. KRUPSKI und seinem Assistenten Hrn. Dr. F. ALMASY, wie auch Hrn. Dr. F. W. P. GOTZ, Arosa, danke ich für ihre Hilfe bei der photometrischen Auswertung meiner Platten.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität.

¹⁾ H. SCHÜLER und H. WESTMEYER, a. a. O.