

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 9 (1936)

Heft: II

Artikel: Über den Nachweis der Frequenzänderung des Lichtes durch den Dopplereffekt bei der Lichtbeugung an Ultraschallwellen in Flüssigkeiten

Autor: Ali, Lutfi

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-110619>

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 Nachweis der Frequenzänderung des Lichtes durch den Dopplereffekt bei der Lichtbeugung an Ultraschallwellen in Flüssigkeiten

von Lutfi Ali ¹⁾.

(4. I. 36.)

§ 1. Einleitung.

Wenn Ultraschallwellen im Frequenzbereich zwischen ca. 2 bis $20 \cdot 10^6$ Hz durch eine Flüssigkeit hindurchgehen, so wirken dieselben, wie gleichzeitig DEBYE und SEARS²⁾ sowie LUCAS und BIQUARD³⁾ experimentell gezeigt haben, auf hindurchgehendes Licht ähnlich wie ein Beugungsgitter. Lässt man nämlich einen Lichtstrahl senkrecht auf die Schallwellen auffallen, indem man eine spaltförmige Lichtquelle mit einer Linse durch die Flüssigkeit mit den Schallwellen hindurch auf einen Schirm abbildet, so wird das Licht durch die Kompressionen und Dilatationen in der Flüssigkeit aus der Einfallsrichtung abgelenkt. Es entstehen dann, weil die Dichteunterschiede periodisch sind mit der Schallwellenlänge als Gitterkonstante, auf dem Schirm zu beiden Seiten des unabgelenkten Lichtstrahls eine Reihe von Beugungsspektren. Nach der schon früher von BRILLOUIN⁴⁾ entwickelten Theorie erfährt das Licht bei dieser Art der Beugung aber ausserdem eine Frequenzänderung durch Dopplereffekt, welche daher rührt, dass die Dichteunterschiede sich mit Schallgeschwindigkeit in der Flüssigkeit fortbewegen. Bezeichnet Ω die Schallfrequenz, so beträgt diese Frequenzänderung für das in die beiden n -ten Ordnungen abgelenkte Licht $\pm n\Omega$, und zwar hat man eine Frequenzvergrößerung, wenn der Winkel zwischen der Fortpflanzungsrichtung des Schallstrahls und derjenigen des abgelenkten Lichtstrahls ein spitzer, und eine Frequenzverkleinerung, wenn dieser Winkel ein stumpfer ist. Bezeichnet ν_0 die Frequenz des einfallenden Lichtes, so erhält man bei entsprechender Festsetzung

¹⁾ Über die Versuche wurde bereits auf der Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Einsiedeln am 18./19. August 1935 kurz berichtet. (Vergl. Helv. Phys. Acta **8**, 502, 1935.)

²⁾ P. DEBYE und F. W. SEARS, Proc. Nat. Acad. Sc., Washington **18**, 409, 1932.

³⁾ R. LUCAS und P. BIQUARD, Journ. de Phys. et Rad. **3**, 464, 1932.

⁴⁾ L. BRILLOUIN, Ann. de Phys. **17**, 88, 1921.

des Vorzeichens von n für die Frequenzen des in die beiden n -ten Ordnungen abgelenkten Lichtes die Werte

$$\nu_{+n} = \nu_0 + n\Omega, \quad \nu_{-n} = \nu_0 - n\Omega. \quad (1)$$

Die dem Dopplereffekt entsprechende Wellenlängenänderung beträgt selbst unter den günstigsten Versuchsbedingungen nicht mehr als ca. $2 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$; sie ist mit Interferenzspektroskopen wohl gerade nur nachweisbar und eine direkte Messung derselben ist bisher nie versucht worden. Dagegen kann man, worauf DEBYE, SACK und COULON¹⁾ hingewiesen haben, als einen indirekten Beweis für die Existenz dieses Dopplereffektes die Lichtschwebungen ansehen, die bei der Überlagerung zweier solcher Beugungsspektren auftreten, und die sich stroboskopisch mit Hilfe einer Kerrzelle auch sichtbar machen lassen.

Es war nun naheliegend, doch eine direkte quantitative Messung dieses Effektes zu versuchen mit der in unserem Institut in einer Reihe von Arbeiten mit Erfolg benutzten Malinowski-Schein'schen Methode²⁾ der magnetischen Verstimmung der Quecksilber-Resonanzlinie, welche noch Wellenlängenänderungen von $10^{-6} \text{ \AA}$ nachzuweisen gestattet. Hierbei schien es zu der Zeit, als diese Versuche ausgeführt wurden, vorteilhaft, zur Lichtbeugung nicht *fortschreitende*, sondern *stehende* Schallwellen zu benutzen, weil sich dadurch eine wesentlich grössere Intensität der Wellen erzielen lässt. Stehende Ultraschallwellen werden nämlich in Flüssigkeiten am einfachsten bekanntlich dadurch erzeugt, dass man eine fortschreitende ebene Welle an einer Platte, die senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung dieser Welle in den Strahlengang gestellt wird, reflektieren lässt. Dadurch wird die Schallenergiedichte in der Nähe der Platte um maximal etwa 75% vergrössert und dementsprechend wird auch die entstehende Lichtbeugung intensiver, d. h. es treten dann noch Beugungsspektren mit entsprechend höheren Ordnungszahlen auf. Da man eine stehende Welle als Überlagerung zweier in entgegengesetzten Richtungen fortschreitender Wellen ansehen kann, so wurde vermutet, dass sich auch die Lichtbeugung, die an einer stehenden Welle zustande kommt, als Überlagerung der Beugungserscheinungen an zwei fortschreitenden Wellen auffassen lässt. Es wurde deshalb angenommen, dass bei der Beugung an einer stehenden Welle in der n -ten Ordnung ein Dublett $\nu_0 \pm n\Omega$ erzeugt wird.

Erst nach Abschluss unserer Messungen, die scheinbar eine

¹⁾ P. DEBYE, H. SACK und F. COULON, C. R. **198**, 922, 1934.

²⁾ M. SCHEIN, Helv. Phys. Acta **2**, Suppl. I, 1929.

ausgezeichnete Bestätigung dieser Annahme ergeben hatten, stellte es sich heraus, dass die Annahme trotzdem falsch war und dass daher der Kunstgriff der Benutzung *stehender* Wellen eine unvorhergesehene Komplikation der Versuchsbedingungen und damit eine Erschwerung der quantitativen Auswertung der Resultate verursacht hatte. Es konnte nämlich vor kurzem BÄR¹⁾ aus Versuchen über die Kohärenzverhältnisse der Beugungsspektren der verschiedenen Ordnungen den Schluss ziehen, dass die höheren Ordnungen dieser Spektren durch Mehrfachbeugung zustande kommen. Damit soll ausgedrückt werden, dass das Licht die n -te Ordnung dadurch erreicht, dass es n -mal durch Einfachbeugung in die nächsthöhere Ordnung abgelenkt wird. Man kann dann leicht plausibel machen (vgl. R. BÄR, a. a. O.), dass unter diesen Umständen bei stehenden Wellen das Spektrum der n -ten Ordnung nicht mehr nur die beiden Linien $\nu_0 \pm n \Omega$ enthält, sondern dass, wenn m die höchste unter den betreffenden Versuchsbedingungen vorkommende Ordnungszahl bedeutet, in allen Spektren mit gerader Ordnungszahl (einschliesslich der 0-ten Ordnung) Licht mit allen geraden Dopplerverschiebungen $\pm k \Omega$ (d. h. k = gerade Zahl zwischen 0 [einschliesslich] und m) auftritt und ebenso in allen ungeraden Spektren Licht mit allen ungeraden Dopplerverschiebungen $l \Omega$ (l = ungerade Zahl im gleichen Intervall). Es liegt zwar zurzeit noch keine quantitative Theorie dieses Effektes vor²⁾, aber es scheint doch wahrscheinlich, dass der relative Anteil an Licht mit grossen Dopplerverschiebungen in *allen* Beugungsspektren klein ist; infolgedessen *verschwindet* dann die von uns gesuchte mit der Ordnungszahl des Beugungsspektrums proportionale Verschiebung der Linie. Da sich ferner die einzelnen Komponenten, aus denen sich das Licht einer bestimmten Ordnungszahl zusammensetzt, mit der Malinowski-Scheinschen Versuchsanordnung nicht getrennt nachweisen lassen, so wirken sie wie eine Verbreiterung der einfallenden Linie. Es trug deshalb voraussichtlich wesentlich zum Gelingen unserer Versuche bei, die, wie erwähnt, trotz der Verwendung stehender Wellen eine mit der Ordnungszahl proportionale Verschie-

¹⁾ R. BÄR, Helv. Phys. Acta **8**, 591, 1935.

²⁾ Anm. bei der Korrektur (31. 1. 36): C. V. RAMAN (Proc. Ind. Acad. Sci. (A) **2**, 406, 1935) hat kürzlich eine Theorie mitgeteilt, welche die von BÄR (Helv. Phys. Acta **6**, 570, 1933) gefundenen Intensitätsverhältnisse der verschiedenen Ordnungen bei der Beugung an fortschreitenden Schallwellen sehr gut wiedergibt. F. LEVI wird nun demnächst eine Verallgemeinerung dieser Theorie für stehende Schallwellen geben; dieselbe gestattet es, die Intensitätsverhältnisse des Lichtes mit verschiedenem Dopplereffekt in den einzelnen Ordnungen zu berechnen, und sie gibt auch die theoretisch strenge Erklärung für die jetzt von BÄR gefundenen Kohärenzverhältnisse.

bung der Linie ergeben hatten, dass offenbar die von uns benutzte Methode zur Erzeugung der stehenden Wellen recht unvollkommen war, d. h. dass dabei immer noch ein beträchtlicher Bruchteil an fortschreitenden Wellen übrig blieb, der davon herrührte, dass die Reflexion an der Platte keine totale war. Wir wollen daher beim Vergleich unserer Versuchsergebnisse mit der Theorie annehmen, dass die für fortschreitende Wellen abgeleitete Gleichung (1) Gültigkeit hat und dass der von den stehenden Wellen hervorgerufene Effekt der „Verbreiterung der unverschobenen Linie“ dabei vernachlässigt werden kann. Dies ist als Annäherung wahrscheinlich erlaubt: Wir werden nämlich am Schlusse (vgl. § 6) über einige mehr orientierende Versuche berichten, die angestellt wurden, um zu sehen, ob ein Unterschied in der Absorbierbarkeit des an fortschreitenden und des an stehenden Schallwellen gebeugten Lichtes besteht. Die Versuche ergaben tatsächlich einwandfrei die Existenz eines solchen Effektes; derselbe ist aber so klein, dass unsere Annahme in erster Näherung berechtigt erscheint.

Über die absoluten Grössen der bei unseren Versuchen sich ergebenden Dopplerverschiebungen und Linienverbreiterungen ist hier noch folgendes zu bemerken: Da die benutzte Ultraschallfrequenz $\Omega = \text{ca. } 7600 \text{ kHz}$ betrug und da die Beugungsspektren bis zur 20. Ordnung ausgemessen werden konnten, so entsprach dem grössten vorkommenden Dopplereffekt eine Wellenlängenänderung $\Delta\lambda_D = 3,2 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$. Andererseits hatte die Halbwertsbreite der Hg-Resonanzlinie in Emission bei unseren Versuchen den Wert $\Delta\lambda_E = 2,2 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$, so dass also die Dopplerverschiebung maximal 15% der Resonanzlinienbreite betrug. Dass eine solche Verschiebung noch gut messbar ist, zeigt die Leistungsfähigkeit der Malinowski-Schein'schen Methode. In demselben Bereich von 0 bis 15% der Linienbreite liegen aber auch alle Dopplerfrequenzen, die durch die Mehrfachbeugung bei stehenden Wellen gleichzeitig in allen Beugungsspektren entstehen. Es ist daher unmöglich, alle diese Frequenzen dann noch in einem einzelnen Beugungsspektrum getrennt nachzuweisen; dieselben machen sich höchstens als die erwähnte zusätzliche Verbreiterung der unverschobenen Linie bemerkbar. Was schliesslich noch die Feinstruktur der 2537 Å-Linie betrifft, so besteht dieselbe bekanntlich aus fünf Komponenten, deren gegenseitiger Abstand von der Grössenordnung $10^{-2} \text{ \AA}$ ist. Dieser Wert ist nicht nur gross gegen $\Delta\lambda_D$, sondern sogar gross gegen $\Delta\lambda_E$, sodass die Feinstruktur, abgesehen vom anomalen Zeemaneffekt, bei unseren Versuchen nicht stört und die Linie bei den folgenden Betrachtungen als einfach vorausgesetzt werden darf.

§ 2. Die Messung der durch den Dopplereffekt verursachten Frequenzänderung mit der Methode von Malinowski-Schein.

Wenn man die durch den Dopplereffekt verursachte Frequenzänderung bei der Lichtbeugung an Ultraschallwellen nach der Methode von Malinowski-Schein messen will, so stehen dazu zwei prinzipiell verschiedene Wege offen, die auch beide von uns benützt wurden. I) Man kann die Verkleinerung der Absorbierbarkeit des durch den Dopplereffekt verstimmten Quecksilberresonanzlichts der Emissionslinie bei unverschobener Absorptionslinie messen und diesen Effekt vergleichen mit der Verkleinerung der Absorbierbarkeit, welche sich ergibt, wenn die Emissionslinie unverändert gelassen und die Absorptionslinie mit Hilfe des Zeemaneffektes verstimmt wird. II) Man kann versuchen, die Verkleinerung der Absorption, die durch den Dopplereffekt bei der Beugung an den Schallwellen in der Emissionslinie hervorgerufen wird, möglichst gut zu kompensieren durch eine entsprechende magnetische Verstimmung der Absorptionslinie und aus der Grösse des hierzu notwendigen Magnetfeldes die Frequenzänderung durch die Beugung am Schall bestimmen.

Um den Vergleich zwischen den Verhältnissen bei der Lichtbeugung und beim Zeemaneffekt durchführen zu können, muss man noch berücksichtigen, dass die Polarisationsverhältnisse beide Male verschieden sind. Was die Lichtbeugung betrifft, so sollte nämlich nach der Theorie von BRILLOUIN¹⁾ die Polarisation des einfallenden Lichtes durch die Beugung nur kaum merklich verändert werden, und BÄR²⁾ konnte experimentell ebenfalls keinen solchen Effekt finden. Wir werden daher, weil das einfallende Licht unpolarisiert ist, annehmen, dass auch das vom Ultraschall gebeugte Licht keine Polarisation zeigt, d. h. dass die gesamte auf das Absorptionsgefäss einfallende Lichtintensität E^n des Beugungsspektrums n -ter Ordnung in zwei gleichgrosse Anteile

$$E_{\sigma}^n = E_{\pi}^n = E^n/2 \quad (2)$$

zerfällt, wobei die Schwingungsrichtung des elektrischen Vektors für E_{σ}^n vertikal und für E_{π}^n horizontal sei.

Dieses Emissionslicht fällt nun auf das Absorptionsgefäss auf, das (vgl. § 3) in einem derart orientierten transversalen Magnetfeld steht, dass die Polarisationsrichtungen der beiden Komponenten A_{σ} und A_{π} der Absorptionslinie A mit den Polarisations-

¹⁾ L. BRILLOUIN, La Diffraction de la Lumière par des Ultrasons (Actualités scientifiques et industrielles N° 59), Hermann & Cie, Paris 1933. (Vgl. S. 22.)

²⁾ Nicht veröffentlichte Versuche.

richtungen der entsprechenden Komponenten der Emissionslinie zusammenfallen. Auch für die Absorptionslinie gilt natürlich

$$A_{\sigma} = A_{\pi} = A/2. \quad (3)$$

Wir wollen nun annehmen, obgleich dies nach den Versuchen von ŽVIRONAS¹⁾ nur für kleine Magnetfeldstärken und auch dann nur angenähert der Fall ist, dass die Komponente A_{π} ihre Wellenlänge beim Anlegen eines Magnetfeldes nicht ändert. Wir wollen ferner annehmen, obgleich dies nach weiteren Versuchen von ŽVIRONAS²⁾ ebenfalls nur angenähert richtig ist, dass die Aufspaltung der σ -Komponente das $3/2$ -fache der normalen beträgt. Dann wird für die Linie $\lambda = 2537 \text{ \AA}$ die Zeemanverschiebung $\Delta\lambda_Z = 4,5 \cdot 10^{-6} \cdot H \text{ \AA}$, wo H das angelegte Magnetfeld in Gauss bedeutet. Aus dieser bekannten Wellenlängenänderung muss nun die durch die Beugung am Schall verursachte unbekannte Wellenlängenänderung berechnet werden. Wir besprechen zuerst die Verhältnisse bei der

Methode I: Hier wird die Absorbierbarkeit der Emissionslinie gemessen als Funktion der Ordnungszahl des Beugungsspektrums und zwar ohne Magnetfeld am Absorptionsgefäss. Die beiden einfallenden Komponenten E_{σ}^n und E_{π}^n werden im Absorptionsgefäss gleichstark geschwächt, sodass sie nicht einzeln betrachtet werden müssen. Von der gesamten einfallenden Intensität E^n gehe der Bruchteil D_0^n durch das Gefäss hindurch; hierbei soll der untere Index 0 andeuten, dass diese Messung bei der Magnetfeldstärke 0 ausgeführt wurde. Da die Wellenlängenänderung mit der Ordnungszahl im ausgemessenen Intervall $n = 0$ bis 20 nur klein ist (vgl. § 4, Fig. 4), ist auch die Intensitätsänderung gering, und es genügt für die Darstellung dieser Intensitätsänderung als Funktion der Ordnungszahl n der Ansatz

$$D_0^n = D_0^0 + n F. \quad (4)$$

Hierin bedeutet also D_0^0 die für $H = 0$ vom Absorptionsgefäss durchgelassene Intensität des Beugungsspektrums mit $n = 0$. Gemessen wird die relative Intensitätsänderung pro Ordnungszahl $F/D_0^0 = 1/n \cdot (D_0^n - D_0^0)/D_0^0$. Dieser Ausdruck, in dem nur beobachtete Größen vorkommen, ist nun proportional zu setzen zur unbekannten, vom Dopplereffekt bei der Beugung an den Schallwellen verursachten Wellenlängenänderung $\Delta\lambda_D$

$$1/n \cdot (D_0^n - D_0^0)/D_0^0 = \alpha \Delta\lambda_D. \quad (5)$$

¹⁾ A. ŽVIRONAS, Helv. Phys. Acta **7**, 224, 1933.

²⁾ A. ŽVIRONAS, Helv. Phys. Acta **7**, 684, 1933.

Diese Intensitätsänderung durch den Dopplereffekt wird jetzt verglichen mit der durch den Zeemaneffekt am Licht der nullten Ordnung E^0 hervorgerufenen. Wir denken uns auch das Licht E^0 zerlegt in seine beiden Komponenten E_σ^0 und E_π^0 . Vom Anteil E_π^0 , der nur von A_π absorbiert wird, geht dann, weil A_π sich mit dem Magnetfeld nicht verschiebt, der konstante Bruchteil D_π^0 durch das Absorptionsgefäss hindurch. Der Anteil E_σ^0 dagegen wird, weil A_σ seine Lage im Magnetfeld verändert, um einen von H abhängigen Bruchteil geschwächt auf $D_{\sigma H}^0$. Wir setzen, weil auch diese Intensitätsänderung in dem betrachteten Intervall (0 bis 100 Gauss) klein ist (vgl. § 4, Fig. 5),

$$D_{\sigma H}^0 = D_{\sigma 0}^0 + G \cdot H. \quad (6)$$

Gesucht wird hier die relative Intensitätsänderung pro Gauss $G/D_{\sigma 0}^0 = 1/H \cdot (D_{\sigma H}^0 - D_{\sigma 0}^0)/D_{\sigma 0}^0$. Bezeichnet D_H^0 die gesamte beim Magnetfeld H vom Absorptionsgefäss hindurchgelassene Intensität, so wird $D_H^0 = D_{\sigma H}^0 + D_\pi^0$. Nun ist wegen (2) und (3) $D_\pi^0 = D_{\sigma 0}^0 = D_0^0/2$, also wird

$$G/D_{\sigma 0}^0 = 2/H \cdot (D_H^0 - D_0^0)/D_0^0. \quad (7)$$

Dieser Ausdruck, in dem wieder nur beobachtete Grössen vorkommen, ist nun proportional zu setzen der beim Zeemaneffekt auftretenden Wellenlängenänderung $\Delta\lambda_z$. Wenn wir annehmen, dass die Proportionalitätskonstante dieselbe ist wie bei der Lichtbeugung, so wird

$$2/H \cdot (D_H^0 - D_0^0)/D_0^0 = \alpha \Delta\lambda_z. \quad (8)$$

Wir erhalten daher durch Vergleich mit (5), wenn wir noch für $\Delta\lambda_z$ seinen Wert einsetzen, als Endresultat

$$\Delta\lambda_D = H/2n \cdot (D_\pi^0 - D_0^0)/(D_H^0 - D_0^0) \cdot 4,5 \cdot 10^{-6} \text{ Å}. \quad (9)$$

Methode II: Hier wird, wie erwähnt, die durch den Dopplereffekt verursachte Verkleinerung der Absorbierbarkeit des Resonanzlichts durch ein dem Absorptionsgefäss überlagertes Magnetfeld so gut als möglich kompensiert. Die Verhältnisse sind hier einerseits unübersichtlicher als bei der Methode I, weil jetzt die durch den Dopplereffekt verschobene Emissionslinie auffällt auf die im Magnetfeld aufgespaltene Absorptionslinie, sodass also diese Aufspaltung nicht mehr symmetrisch zur Emissionslinie stattfindet. Andererseits ist es ein Vorteil dieser Methode, dass die Wellenlängenbestimmung nur aus der *Lage* des Maximums der Absorption geschieht und keine Bestimmung der Grösse dieser Absorption ausgeführt werden muss. Infolgedessen spielt bei

diesem Verfahren die Polarisierung der Linie unter den von uns gemachten Voraussetzungen über den Zeemaneffekt keine Rolle. Da nämlich die π -Komponente der Absorptionslinie ihre Lage im Magnetfeld nicht ändert, so absorbiert sie vom Licht eines bestimmten Beugungsspektrums einen konstanten, d. h. vom Magnetfeld unabhängigen Bruchteil; durch diese Absorption wird also zwar die Grösse der Gesamtaborption beeinflusst, aber nicht die Lage des Maximums auf der H -Achse; denn die Änderung der Absorption im Magnetfeld kommt lediglich durch die σ -Komponenten zustande. Hierbei überlagern sich zwei Effekte: Wenn man vom Magnetfeld 0 ausgeht, so nähert sich bei wachsender Feldstärke die eine σ -Komponente der verschobenen Emissionslinie während sich die andere von ihr entfernt. Man sieht leicht, dass das Maximum der Absorption dann nicht genau an der Stelle liegt, an der die erstere σ -Komponente mit der Emissionslinie zusammenfällt, sondern dass dieses Maximum bei einem etwas kleineren Magnetfeld auftritt. Die Methode liefert also etwas zu kleine Werte für den Dopplereffekt; da der Fehler aber wohl klein und auch nicht leicht abzuschätzen ist, werden wir ihn vernachlässigen.

§ 3. Versuchsanordnung.

a) Lichtquelle und Strahlengang.

Als Lichtquelle diente eine Quecksilber-Resonanzlampe, deren Konstruktion und Montierung in Fig. 1 dargestellt ist (Massangaben in mm.). Der Lichtbogen einer unter Wasser brennenden Quecksilberlampe L wurde durch einen (in der Fig. nicht gezeichneten) Magneten an den oberen Teil der Wandung der Lampe gedrückt; das Bogenlicht fiel durch das Fenster Q_2 in das senkrecht über der Quecksilberlampe stehende Resonanzgefäss R ein, das evakuiert war und in einem Ansatz einen Tropfen metallisches Quecksilber enthielt. Dieses Fenster Q_2 sowie sämtliche übrigen im folgenden erwähnten Fenster und Linsen waren entweder aus amorphem oder aus kristallinem Quarz. Das durch das Fenster Q_3 aus R austretende Resonanzlicht wurde zur Lichtbeugung verwendet. Um den Anteil an Streulicht möglichst herabzusetzen, d. h. von direktem Bogenlicht, das durch Beugung und Reflexion an den Wänden und Fenstern der Resonanzlampe in den Strahlengang des Resonanzlichts gelangen konnte, diente 1. die Blende B vor Q_2 , und 2. das in das Wasser tauchende Fenster Q_1 , das durch einen Messingring M luftdicht an R gekittet war und verhinderte,

dass sich an Q_2 Wassertropfen niederschlagen konnten. Das Resonanzlicht von R (vgl. Fig. 2) wurde durch die Linse L_1 auf den horizontalen Spalt S_1 abgebildet. (Die Brennweiten der benutzten Linsen sind aus den in die Fig. eingezeichneten Massen

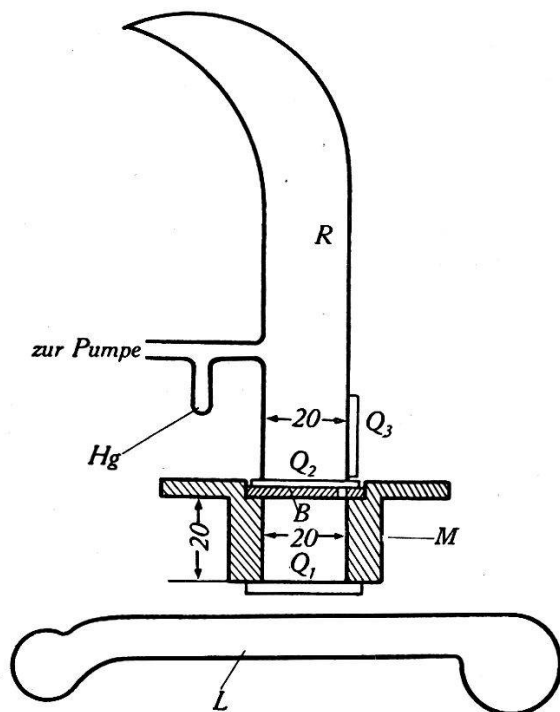


Fig. 1.

Konstruktion und Montierung der Hg-Resonanzlampe.

-- Massangabe hier in cm — ersichtlich.) Das von S_1 ausgehende Licht wird durch die Linse L_2 parallel gemacht und geht dann durch den Flüssigkeitsstrog T (aus Messing mit aufgekitteten Quarzfenstern), in dem die Ultraschallwellen erzeugt werden; es

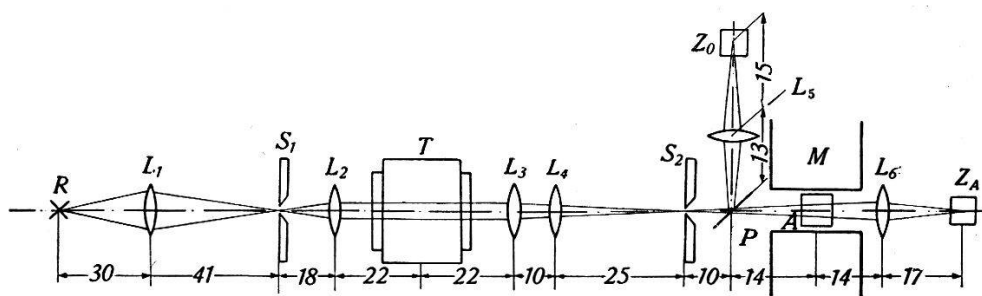


Fig. 2.

Strahlengang.

wird hierauf durch das Linsensystem L_3, L_4 auf dem Spalt S_2 , der in der Brennebene dieses Systems liegt, vereinigt. In dieser Brennebene liegen auch die Beugungsspektren, die durch die Ultraschallwellen erzeugt werden, und zwar vertikal übereinander, weil auch die Schallwellen, wie unten noch beschrieben werden wird,

in vertikaler Richtung verlaufen. Die gesamte bisher dargestellte Versuchsanordnung, mit Ausnahme von S_2 , war auf einer optischen Bank fest montiert, die auf drei Füßen stand, von denen einer als Stellschraube ausgebildet war. Durch Drehung dieser Schraube konnte die ganze Bank um kleine Winkel um eine horizontale Achse senkrecht zum Strahlengang gedreht werden, sodass es möglich war, jedes beliebige Beugungsspektrum mit dem Spalt S_2 zur Deckung zu bringen und dadurch aus der Gesamtheit der vorhandenen Beugungsspektren sauber auszublenden. Das von S_2 ausgehende Licht passierte nun das Absorptionsgefäß A (Länge = 2,85 cm), das evakuiert war und in einem Ansatz einen Tropfen metallisches Quecksilber enthielt. Das Absorptionsgefäß befand sich in einem homogenen, zwischen 0 bis ca. 800 Gauss veränderlichen Magnetfeld, das erzeugt wurde mit Hilfe von zwei eisenfreien, wassergekühlten Drahtspulen M , die zu beiden Seiten des Gefäßes standen und mit dem Strom der grossen Institutsbatterie gespeist wurden; die magnetischen Kraftlinien verliefen horizontal und senkrecht zur Richtung des Lichtstrahls. Hinter dem Absorptionsgefäß stand noch eine Zylinderlinse L_6 , die das Resonanzlicht auf das Zählrohr Z_A konzentrierte. Da die primäre Hg-Lampe nicht sehr konstant brannte und da auch die Stärke der Ultraschallwellen Schwankungen aufwies, war die Intensität, mit der die einzelnen Beugungsspektren auftraten, recht wenig konstant. Um von diesen Intensitätsschwankungen während der meist viele Stunden dauernden Messungen unabhängig zu sein, wurde hinter S_2 eine plane Quarzplatte P unter einem veränderlichen Winkel schräg gegen die optische Achse in den Strahlengang gestellt, sodass ein mit diesem Winkel variabler Bruchteil des einfallenden Lichtes auf die Linse L_5 reflektiert wurde, die dieses Licht dann auf das Zählrohr Z_0 konzentrierte.

b) *Erzeugung der Ultraschallwellen.*

Zur Erzeugung der Ultraschallwellen diente eine Piezoquarzscheibe von 2 cm Durchmesser, die für die Frequenz 7500 kHz geschliffen war, aber in ihrer Halterung am intensivsten bei 7600 kHz schwang. Als Flüssigkeit musste eine Substanz gewählt werden, die 1. für 2537 Å durchlässig ist und in der 2. beim Einstrahlen der recht beträchtlichen Schallenergie keine Wärmeströmungen und Schlieren entstehen, weil dadurch die Abbildung eines bestimmten Spektrums auf den Spalt S_2 verunmöglicht würde. Beiden Anforderungen, von denen namentlich die letztere schwer zu erfüllen ist, genügt in ausgezeichnete Weise destilliertes

Wasser. Da dieses aber bekanntlich immer ein mehr oder weniger guter Elektrizitätsleiter ist, so musste die sonst übliche Halterung des Quarzes in der Flüssigkeit etwas abgeändert werden. In die Grundplatte eines Messinggehäuses (vgl. Fig. 3) wurde ein Loch, das ca. 1 mm grösser war als der Durchmesser des Piezoquarzes, gebohrt und mit Stanniolfolie überklebt. Auf diese Folie wurde dann die Quarzscheibe geklebt und auf deren Rückseite nochmals eine solche Folie als zweite Elektrode. Das Messinggehäuse wurde nur wenig tief in das Wasser getaucht, sodass die Quarzscheibe horizontal und mit ihrer Stirnseite ca. 1 bis 2 mm unter der Wasseroberfläche lag. Auf die Bodenfläche des Wassertrogs, die ebenfalls horizontal justiert war, wurde eine Glasplatte gelegt, an der

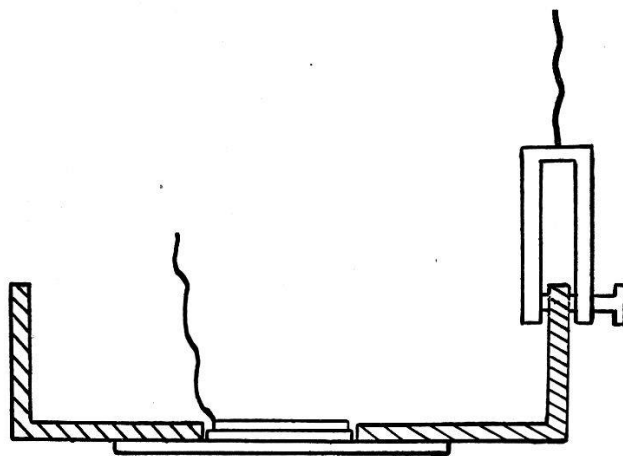


Fig. 3.

Halterung des Piezoquarzes.

durch Reflexion des einfallenden Wellenzuges die stehenden Wellen erzeugt wurden; wollte man reine fortschreitende Wellen erzeugen (vgl. § 6), so wurde die Glasplatte durch eine Korkscheibe ersetzt. Die Vergrößerung der Schallenergiedichte durch die reflektierende Glasplatte ist daraus ersichtlich, dass die Messungen bei stehenden Wellen bis in die 20. Ordnung der Beugungsspektren durchführbar waren, während bei fortschreitenden Wellen die Lichtintensität mit steigender Ordnungszahl viel schneller abnahm, sodass die Zählrohre oberhalb der 13. Ordnung zu wenig Stösse anzeigten als dass noch eine zuverlässige Messung möglich erschien.

c) *Messung der Lichtintensität mit Zählrohren.*

Die Messung der Lichtintensität geschah mit Lichtzählrohren und nicht mit der bisher hier im Institut für Quecksilber-Resonanzlicht immer mit gutem Erfolg benutzten Methode: Photozelle und Gleichstromverstärkung mit geeigneten Elektronen-

röhren. Diese letztere Methode ist nämlich überaus empfindlich auf elektromagnetische Störungen und sie wäre daher beim Betrieb des die Ultraschallwellen erzeugenden Kurzwellensenders wohl nur bei der allerpeinlichsten Abschirmung anwendbar gewesen. Im Gegensatz dazu ist die übliche Verstärkung der Stromstösse der Zählrohre gegen solche Störungen ganz unempfindlich und eine Beeinflussung der Zählrohre und der Verstärkungseinrichtungen durch den Kurzwellensender war nie feststellbar.

Die Zählrohre bestanden aus einem Mantel aus durchsichtigem Quarzrohr, auf den eine dünne Platinschicht aufgestäubt war; ihre Konstruktion und Herstellung wurde schon von STOLL¹⁾ beschrieben. Sie waren mit Wasserstoff von etwa 12 cm Hg-Druck gefüllt. Von jedem Zählrohr wurde zuerst die Plateauspannung bestimmt; falls ein Zählrohr zu wenig lichtempfindlich war, so wurde es noch sensibilisiert, indem während ca. 15 Sekunden eine um 50 Volt über der Höhe des Plateaus liegende Spannung angelegt und dadurch eine Dauerentladung durch das Zählrohr geschickt wurde. Die Stromstösse wurden verstärkt mit Hilfe eines Dreiröhren-Widerstandsverstärkers (Endröhre = Pentode 47 von Tungstam) und dann von einem Telephonzähler registriert. Da die Zählrohre gegen die kosmische Strahlung nicht geschützt waren, so zeigten sie pro Minute 3 bis 5 Nullstösse. Diese Zahl wurde für jedes Zählrohr vor den eigentlichen Versuchen genau bestimmt und dann bei den Messungen in Abzug gebracht.

d) *Prüfung der Versuchsanordnung.*

Bevor mit den eigentlichen Versuchen begonnen werden konnte, musste noch geprüft werden, wie gut das von der Resonanzlampe emittierte Licht von Streulicht frei war und wieweit es gelungen war, die Selbstumkehr der Resonanzlinie zu vermeiden. Dass der Streulichtanteil bei uns tatsächlich vollständig vernachlässigt werden konnte, geht daraus hervor, dass die Zahl der Nullstösse in beiden Zählrohren unverändert blieb, wenn entweder die primäre Quecksilberlampe gar nicht brannte oder wenn zwar diese Lampe brannte, dafür aber das Resonanzgefäss mit Luft gefüllt war. Auch die Selbstumkehr war in befriedigendem Mass vermieden, wie sich aus dem Vergleich des bei unseren Versuchen erhaltenen Absorptionskoeffizienten mit dem von SCHEIN gemessenen ergab. Schliesslich wurde noch geprüft (durch Einschal-

¹⁾ B. STOLL, Helv. Phys. Acta **8**, 3, 1935.

ten verschiedener Diaphragmen von bekanntem Querschnitt), ob die Anzahl der Zählrohrstösse proportional der auffallenden Lichtintensität war. Bei Veränderung dieser Intensität im Verhältnis 2:1 war diese Proportionalität tatsächlich sehr genau erfüllt, da aber die durch den Dopplereffekt verursachten Intensitätsänderungen stets viel kleiner blieben, so hätte sogar eine geringe Abweichung von der Proportionalität noch keine wesentlichen Messfehler verursacht.

§ 4. Versuche nach der Methode I.

Hier wird die Änderung der Absorbierbarkeit, die durch die Verschiebung der Emissionslinie infolge des Dopplereffektes bei der Schallbeugung entsteht, mit der Änderung der Absorbierbarkeit verglichen, die durch die Aufspaltung der Absorptionslinie mit Hilfe des Zeemaneffektes verursacht wird. In Tab. 1 sind

Tabelle 1.

Beispiel einer Messreihe: Absorbierbarkeit des Resonanzlichtes der 0-ten Ordnung.

Temperatur des Absorptionsgefäßes = 11° C

H	Zeit in Min.	Z_0	Z_A	Null- stösse von Z_0	Null- stösse von Z_A	Z_0 korrig.	Z_A korrig.	D
0	90	5702	7150	315	270	5387	6880	1277
	90	7100	8961	315	270	6785	8691	1281
Summe	180	12802	16111	630	540	12172	15571	1279

zuerst als Beispiel einer Messreihe die beiden Messungen zusammengestellt, die am Beugungsspektrum der nullten Ordnung und beim Magnetfeld $H = 0$ ausgeführt wurden. Die Temperatur des Absorptionsgefäßes betrug bei diesen Messungen sowie auch bei allen folgenden 11° C. Z_A und Z_0 bedeuten die von den in § 3 mit Z_A und Z_0 bezeichneten Zählrohren in der in Kolonne 2 angegebenen Zeit direkt gezählten Stösse. Z_0 korrig und Z_A korrig sind die Werte, die man erhält, wenn man davon die in der 5. und 6. Kolonne angegebenen Nullstösse abzieht. In der letzten Kolonne ist dann die Durchlässigkeit

$$D = 1000 \cdot Z_{A \text{ korrig}} / Z_{0 \text{ korrig}}$$

eingetragen. In Tab. 2 sind die Messresultate für alle durchgemessenen Ordnungen bei $H = 0$ wiedergegeben; dieselben sind

ausserdem noch in Fig. 4 in Kurvenform dargestellt. In Tab. 3 sind schliesslich die Messungen für $H \neq 0$ und $n = 0$ zusammengestellt; Fig. 5 gibt dieselben in Kurvenform wieder. Aus der Kurve der Fig. 4 entnimmt man für $n = 20$ ein $D = 1340$. Der-

Tabelle 2.

*Absorbierbarkeit als Funktion der Ordnungszahl
(ohne Magnetfeld)*

Ordnungszahl	0	5	10	13	17	20
D	1279	1288	1304	1316	1332	1339

Tabelle 3.

Absorbierbarkeit als Funktion des Magnetfeldes für die 0-te Ordnung.

H in Gauss	0	100	200	300	400	500	600	700	800
D	1279	1359	1535	1981	2482	3010	3418	3843	4097

selbe Zahlenwert entspricht in Fig. 5 einem Magnetfeld $H = 80$ Gauss. Um jetzt nach der Formel (9) des § 2 die Dopplerverschiebung berechnen zu können, muss man an diesen Messungen noch eine kleine Korrektur wegen der Polarisierung der einfallenden Linie anbringen. Bei der Ableitung von (9) wurde nämlich ange-

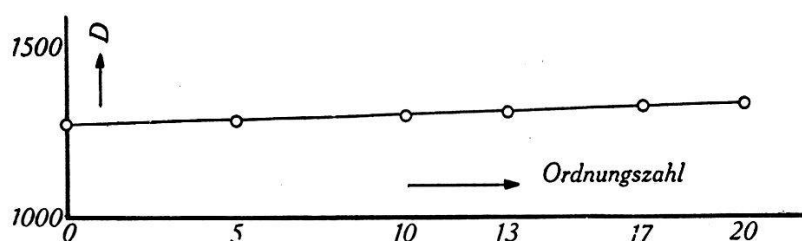


Fig. 4.

Durchlässigkeit als Funktion der Ordnungszahl beim Magnetfeld Null.

nommen, dass diese Linie vollkommen unpolarisiert ist. Diese Voraussetzung war aber bei den Versuchen nicht genau erfüllt, weil aus dem einfallenden Licht durch die schräg in den Strahlengang gestellte Quarzplatte P (vgl. Fig. 2) ein Teil auf das Zählrohr Z_0 reflektiert wurde. Diese Platte war derart orientiert, dass nach dem Durchgang durch die Platte die Komponente, bei welcher der elektrische Vektor vertikal gerichtet war, schwächer war als die

dazu senkrecht polarisierte Komponente. Die experimentelle Prüfung ergab, dass die erstere Komponente 47% und die letztere also 53% des gesamten Lichtes ausmachte. Bezeichnet man den Bruchteil der erstern Komponente allgemein mit $\alpha = E_\sigma/E$, so wird in der Rechnung des § 2 nunmehr $D_{\sigma 0}^0 = \alpha D_0^0$ und $D_\pi^0 = (1 - \alpha) D_0^0$. Daraus folgt für $G/D_{\sigma 0}^0 = 1/\alpha H \cdot (D_H^0 - D_0^0)/D_0^0$, also

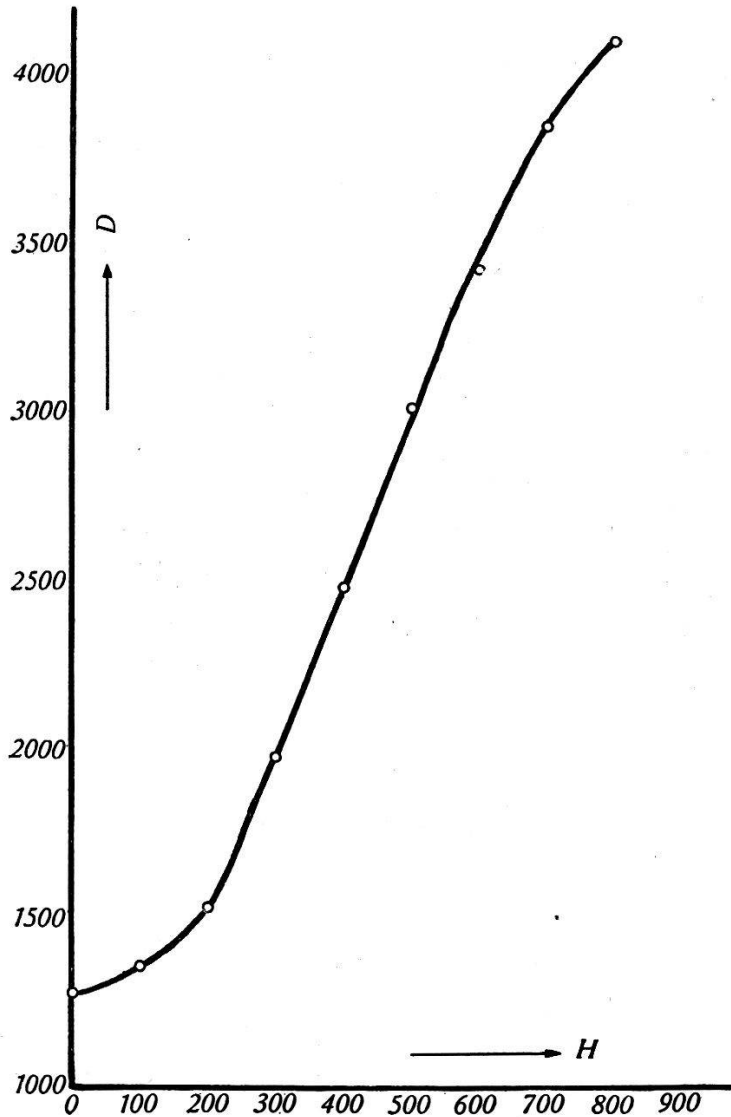


Fig. 5.

Durchlässigkeit als Funktion des Magnetfeldes für die 0-te Ordnung.

ist (9) zu ersetzen durch $\Delta \lambda_D = \alpha H/n \cdot (D_0^n - D_0^0)/(D_H^0 - D_0^0) \cdot 4,5 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}$. Setzen wir nun die experimentell gefundenen Werte ein, d. h. $\alpha = 0,47$; $n = 20$ und $H = 80$ Gauss (wegen $D_0^n - D_0^0 = D_H^0 - D_0^0$ hebt sich $(D_0^n - D_0^0)/(D_H^0 - D_0^0)$ weg), so wird

$$\Delta \lambda_D = 8,5 \cdot 10^{-6} \text{ \AA} ,$$

während der theoretische Wert $1,6 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}$ beträgt.

§ 5. Versuche nach der Methode II.

Hier wird der Dopplereffekt bestimmt aus der Lage des Minimums der Durchlässigkeit, welches das Licht des Spektrums einer bestimmten Ordnungszahl als Funktion des Magnetfeldes besitzt. Unsere sämtlichen diesbezüglichen Messungen, die bei zwei verschiedenen Einstellungen (a und b) der Quarzplatte P

Tabelle 4.

Durchlässigkeit bei zwei Einstellungen (a und b) der reflektierenden Quarzplatte.

	10-te Ordnung					13-te Ordnung			17-te Ordnung			20-ste Ord- nung
	D_{-10}	D_{+10}	D_a^{Mittel}	D_b	$1000 \cdot \frac{D_a}{D_b}$	D_a	D_b	$1000 \cdot \frac{D_a}{D_b}$	D_a	D_b	$1000 \cdot \frac{D_a}{D_b}$	D_b
0	1306	1312	1309	1095	1195	1317	1109	1188	1334	1122	1189	1129
100	1309	1318	1314	1109	1185	1302	1092	1192	1292	1082	1194	1074
200	1411	1402	1407	1198	1174	1392	1176	1184	1367	1159	1179	1142
300	1726	1715	1721	1477	1165	1670	1414	1181	1572	1328	1184	1287
400	2240	2250	2245	1896	1184	2176	1832	1188	2074	1738	1193	1707
500	2737	2748	2743	2300	1193	2680	2246	1193	2580	2162	1193	2120
600	3230	3207	3219	2699	1193	3160	2647	1194	3082	2577	1196	2537
700	3641	3651	3646	3081	1183	3586	3020	1187	3510	2942	1193	2906
800	3980	3971	3976	3341	1190	3947	3324	1184	3899	3265	1194	3243

(vgl. Fig. 2) vorgenommen wurden, sind in Tab. 4 zusammengestellt. Zuerst musste geprüft werden, ob man aus den beiden Spektren einer Ordnungszahl ($+n$ und $-n$) dieselben Werte für die Durchlässigkeit erhält. Dies ist, wie die Übereinstimmung dieser bei der Einstellung a in der 10. Ordnung ausgeführten Messungen (in der Tabelle sind diese Messungen mit D_{-10} und D_{+10} und ihr

Tabelle 5.

Durchlässigkeit als Funktion der Ordnungszahl und des Magnetfeldes.

$\begin{matrix} n \\ H \end{matrix}$	0	10	13	17	20
0	1279	1304	1316	1332	1338
100	1359	1314	1298	1287	1273
200	1535	1414	1393	1370	1353
300	1981	1736	1673	1573	1525
400	2482	2246	2174	2067	2023
500	3010	2735	2671	2572	2512
600	3418	3209	3149	3068	3006
700	3843	3649	3583	3498	3444
800	4097	3968	3944	3885	3843

Mittelwert mit D_a Mittel bezeichnet) zeigt, tatsächlich in sehr befriedigendem Masse der Fall. Die weiteren Messungen wurden nun bei den zwei verschiedenen Stellungen der das Licht auf das Zählrohr Z_0 reflektierenden Quarzplatte P (vgl. Fig. 2) durchgeführt. In der Stellung a war der Bruchteil des auf-

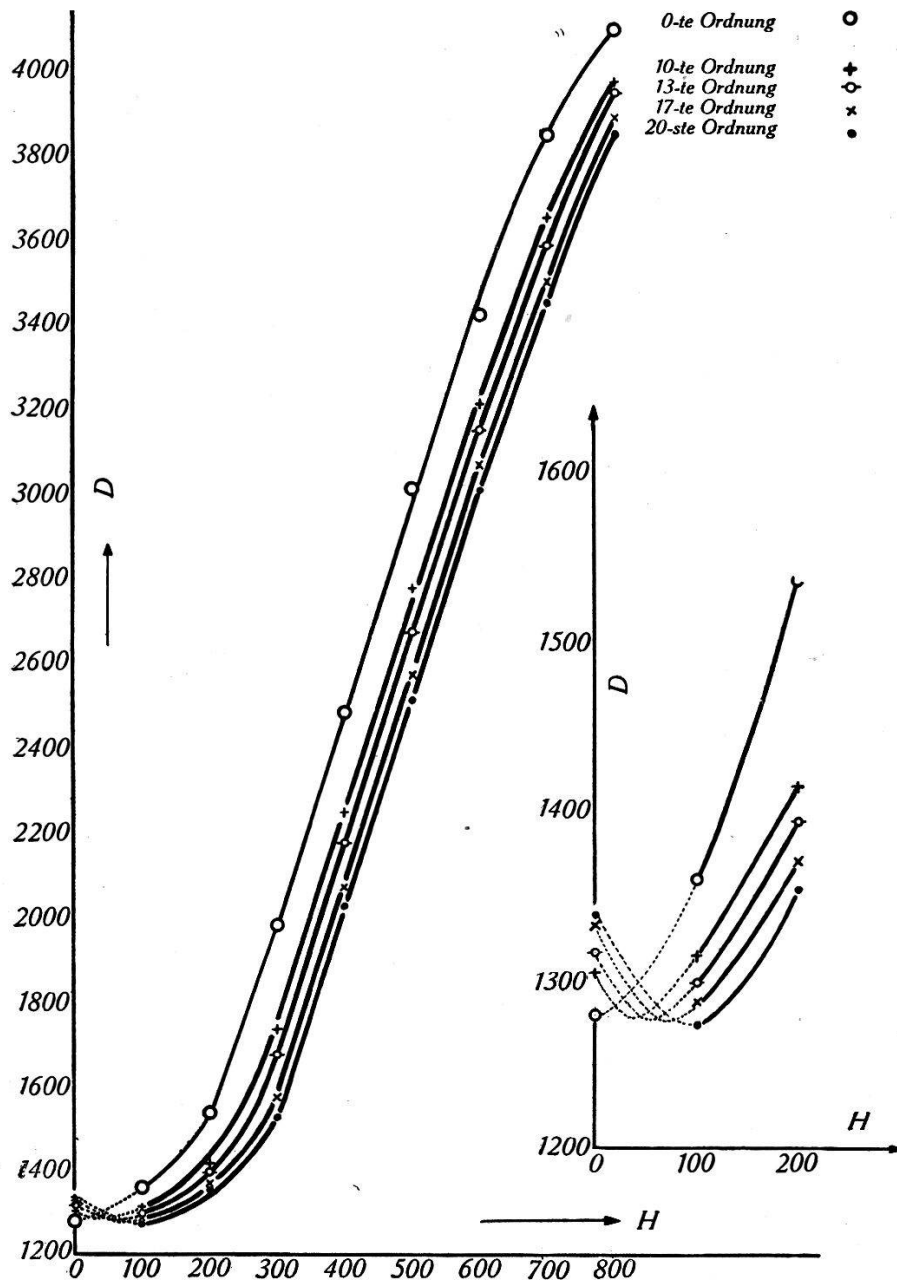


Fig. 6. Durchlässigkeit als Funktion des Magnetfeldes für die verschiedenen Beugungsspektren.

fallenden Lichtes, der durch die Platte hindurchging, etwas grösser als in b , aber man muss natürlich für das Verhältnis D_a/D_b immer, d. h. für dasselbe n und H , denselben konstanten Wert erhalten. Die Tabelle zeigt, dass dies tatsächlich mit sehr grosser Genauigkeit der Fall ist. Es wurde nun der Mittelwert von D_a/D_b

genommen und zwar aus den Messungen zwischen 0 bis 400 Gauss, welche das grösste Gewicht besitzen, da in diesem Gebiet jede einzelne der in der Tabelle angegebenen Zahlen aus ca. 10 bis 30,000 Zählrohrstössen (entsprechend einer Messdauer von 3 Stunden) berechnet wurde. Mit dem so erhaltenen Wert $D_a/D_b = 1,185$ wurden dann die Messungen D_b auf D_a umgerechnet und hierauf aus beiden das Mittel genommen. Die so erhaltenen D -Werte sind in der Tab. 5 zusammengestellt. Fig. 6 gibt diese Messungen nochmals in Kurvenform wieder. Da diese Kurven zwischen 0 und 100 Gauss ihre stärkste Krümmung aufweisen, und gerade in diesem Bereich keine Messpunkte liegen, so ist der Kurvenverlauf hier unsicher und daher nur punktiert angedeutet. Man erhält aus der Figur als Lage des Minimums für die 20. Ordnung $H = 90$ Gauss.

Es ist natürlich unbefriedigend, dass gerade in dem wichtigen Gebiet um 90 Gauss Messpunkte fehlen, so dass dieser Wert also noch recht unsicher erscheint. Man kann aber die Berechnung noch auf folgende andere Weise durchführen und erhält auch dann fast genau das gleiche Resultat: In dem Gebiet zwischen 300 und 600 Gauss sind alle Kurven zueinander parallele Gerade, sodass also der Kurvenverlauf hier sicher ist. Greift man jetzt in diesem Gebiet einen beliebigen Wert für die Durchlässigkeit heraus, und bestimmt für die einzelnen Kurven das zugehörige Magnetfeld H , so wachsen die Differenzen $\Delta H_n = H_n - H_0$ proportional mit n an. Dies ist aus Tab. 6 zu ersehen, aus der sich als Mittelwert $\Delta H_n/n =$

Tabelle 6.

Parallelverschiebung der Durchlässigkeitskurve mit der Ordnungszahl.

n	10	13	17	20
ΔH in Gauss . .	47	60	80	90
$\frac{\Delta H}{n}$ „ „ . .	4,7	4,6	4,7	4,5

4,65 Gauss ergibt. Hieraus folgt für $n = 20$ $H = 93$ Gauss. Nehmen wir $H = 92$ Gauss als Mittelwert aus dieser Berechnungsweise und derjenigen aus der Lage des Minimums, so erhalten wir

$$\Delta \lambda_D = 2,1 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}.$$

Nehmen wir jetzt das Mittel aus den beiden Messungen I und II, so erhalten wir

$$\Delta \lambda_D = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}.$$

Dieser Wert liegt vom theoretischen Wert $1,6 \cdot 10^{-5}$ Å sicher sehr viel weniger weit entfernt, als es die geringe Messgenauigkeit unserer Versuche erwarten lässt; man kann also schliessen, dass unsere Messungen eine volle Bestätigung der Theorie ergeben.

§ 6. Versuche zum Nachweis eines Unterschiedes bei der Lichtbeugung an fortschreitenden und an stehenden Schallwellen.

Erst nachdem die in den vorhergehenden Paragraphen mitgeteilten Messungen schon abgeschlossen waren, wurde von BÄR in der in § 1 erwähnten Arbeit nachgewiesen, dass stehende Schallwellen in unserer Anordnung die erwähnte „Verbreiterung der unverschobenen Linie“ hervorrufen. Da unsere Versuche aus äusseren Gründen bald darnach abgebrochen werden mussten, so konnten zum Nachweise dieses Effektes nur noch wenige, mehr orientierende Versuche angestellt werden. Es sollte also nachgewiesen werden, dass *a)* die Linienbreite bei stehenden Schallwellen grösser ist als bei fortschreitenden, und dass *b)* die einseitige Verschiebung der Linie, die durch fortschreitende Wellen hervorgerufen wird, bei stehenden Wellen verschwindet. Zum Nachweis des erstern Effektes eignet sich besonders gut das Licht der nullten Ordnung, weil hier der letztere Effekt fehlt. In den höhern Beugungsspektren treten beide Effekte gleichzeitig auf.

Tabelle 7.

Durchlässigkeit in der 0-ten Ordnung ohne Schall, bei fortschreitenden und bei stehenden Wellen.

<i>H</i>	<i>D</i> ₀	<i>D</i> _{<i>f</i>}	<i>D</i> _{mittel}	<i>D</i> _{<i>st</i>}
0	1270	1278	1274	1279
100	1346	1344	1345	1359
200	1530	1545	1538	1535
300	1962	1953	1958	1981
400	2470	2475	2473	2482
500	2987	—	2987	3010
600	3407	—	3407	3418
700	3840	—	3840	3843
800	4104	—	4104	4097

a) Vergleich der Linienbreite in der 0-ten Ordnung ohne Schallwellen, bei fortschreitenden und bei stehenden Wellen. Die Verbreiterung der einfallenden Linie durch stehende Schallwellen

muss sich in der 0-ten Ordnung und bei kleinen Magnetfeldern durch ihre verkleinerte Absorbierbarkeit bemerkbar machen. Als Vergleich dient dabei die normale Absorbierbarkeit, die man erhält, wenn keine Schallwellen durch den Flüssigkeitstrog hindurchgehen. Eine Kontrolle dieses Effektes liefert das Verhalten der Linie bei fortschreitenden Schallwellen. Diese rufen nämlich keine Linienverbreiterung hervor, man muss also dann dieselbe Absorbierbarkeit erhalten, wie sie sich ohne Schallwellen ergibt. Experimentell wurden die fortschreitenden Schallwellen auf die in § 3b beschriebene Weise erzeugt; es wurde nicht geprüft, ob dabei die stehenden Schallwellen vollständig verschwanden. Die Versuchsergebnisse sind in Tab. 7 zusammengestellt. D_0 bedeutet die Durchlässigkeit ohne Schall, D_f diejenige bei fortschreitenden Schallwellen, D_{mittel} ist der Mittelwert aus diesen beiden Werten, der verglichen werden muss mit der Durchlässigkeit D_{st} bei stehenden Wellen. Der Effekt ist nicht mit Sicherheit nachweisbar.

b) *Vergleich der Absorbierbarkeit in der 10. und 13. Ordnung bei stehenden und bei fortschreitenden Wellen.* — In den höhern Ordnungen der Beugungsspektren kann man den Einfluss der stehenden Wellen auf die Lichtbeugung durch Vergleich der Absorbierbarkeit bei stehenden und bei fortschreitenden Wellen nachzuweisen suchen. Dann liegen die Verhältnisse, wie erwähnt, insofern unübersichtlicher, als in unserer Anordnung bei den stehenden Wellen immer noch ein grosser Anteil fortschreitender Wellen vorhanden war, so dass das Licht sich also bei den stehenden Wellen aus einer unverschobenen, aber verbreiterten, und aus einer verschobenen, aber nicht verbreiterten Komponente zusammensetzte.

Tabelle 8.

Durchlässigkeit bei fortschreitenden und bei stehenden Wellen in der 10-ten und 13-ten Ordnung.

H	D_f	D_{st}	D_f	D_{st}
	10-te Ordnung		13-te Ordnung	
0	1303	1304	1311	1316
100	1339	1314	—	—
200	1438	1414	—	—
300	1777	1736	1739	1673
400	2310	2246	2264	2174

Tab. 8 gibt die Versuchsergebnisse für die 10. und 13. Ordnung wieder. Man erhält für Feldstärken zwischen 300 bis 400 Gauss einen weit ausserhalb der Fehlergrenze liegenden Unterschied,

so dass es als sicher nachgewiesen gelten kann, dass die Lichtbeugung an stehenden Schallwellen nicht einfach aufgefasst werden darf als Überlagerung der Lichtbeugungen, die an den beiden fortschreitenden Schallwellen, aus denen die stehende Welle zusammengesetzt ist, einzeln stattfinden würden.

Zusammenfassung.

1. Mit Hilfe der Malinowski-Schein'schen Methode der magnetischen Verstimmung der Quecksilber-Resonanzstrahlung wird gezeigt, dass das Licht bei der Beugung an *fortschreitenden* Ultraschallwellen den theoretisch zu erwartenden Dopplereffekt erfährt, der für die Linie 2537 Å bei der hier benutzten Schallfrequenz von 7600 kHz $1,6 \cdot 10^{-5}$ Å beträgt.

2. Es wird gezeigt, dass die Lichtbeugung an *stehenden* Schallwellen *nicht* aufgefasst werden darf als Überlagerung der Lichtbeugungen an den beiden fortschreitenden Schallwellen, aus denen sich die stehende Welle zusammensetzt.

Zum Schluss spreche ich Herrn Prof. Dr. EDGAR MEYER meinen herzlichsten Dank aus für das fördernde Interesse, das er dieser Arbeit immer entgegenbrachte. Herrn Prof. Dr. RICHARD BÄR, der die Arbeit anregte und unter dessen Leitung sie auch ausgeführt wurde, bin ich dafür zu grösstem Dank verpflichtet. Herrn Dr. F. LEVI danke ich bestens für viele Ratschläge und für seine grosse Hilfsbereitschaft, namentlich bei der Einrichtung der Zählrohre. Schliesslich danke ich noch Herrn A. LEHMANN für die stets gerne gewährte Hilfe.

Physikalisches Institut der Universität Zürich.
