Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 13 (1940)

Heft: III

Artikel: Über die Untersuchung von Ultraschallwellen in Flüssigkeiten mit Hilfe des Jasmin'schen Interferometers

Autor: Bär, R.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-111058

Nutzungsbedingungen

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

Conditions d'utilisation

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

Terms of use

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

Download PDF: 02.10.2025

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

Über die Untersuchung von Ultraschallwellen in Flüssigkeiten mit Hilfe des Jamin'schen Interferometers

von **R. Bär.**

(9. V. 40.)

Zusammenfassung. Vor einiger Zeit wurde der Durchgang von Ultraschallwellen in Flüssigkeiten von Buss mit dem Jamin'schen Interferometer untersucht. Dabei ergab sich, dass die Schallwellen einen Einfluss auf die Lage und auf die Stärke der Interferenzstreifen ausüben, der aber s. Z. nicht erklärt werden konnte. Es wird nun eine neue, verbesserte Apparatur zur Beobachtung dieses Effektes beschrieben, indem berücksichtigt wird, dass ein Teil des durch die Ultraschallwellen hindurchgehenden Lichtes in der Frequenz verändert wird und daher weggeblendet werden muss.

Ferner wird eine Erklärung des Effektes auf Grund der Raman-Nath'schen Theorie der Phasenbeeinflussung des Lichtes gegeben. Die im Jamin-Apparat interferierenden Lichtbündel haben nach dieser Theorie die Amplituden 1 und $J_0(x)$ (Bessel-Funktion nullter Ordnung). Die hieraus folgende Interferenzerscheinung entspricht im Frequenzbereich von $1500 \div 7500$ kHz qualitativ vollständig der beobachteten. Die bei 3000 kHz in Wasser ausgeführten, besonders sorgfältigen Versuche ergeben sogar eine quantitative Bestätigung der Theorie: Für $x = 2{,}4$ (Verschwinden der Jaminstreifen) und für $x = 3{,}8$ (beste Sichtbarkeit der Streifen) stimmen die beobachteten Intensitäten der Beugungsspektren mit den von Raman-Nath berechneten vollkommen überein.

§ 1. In einer kürzlich erschienenen Arbeit haben Hertz und Mende[1]) das alte Problem des Schallstrahlungsdrucks erneut theoretisch und experimentell behandelt. Die Verfasser weisen dabei auch auf frühere theoretische Untersuchungen von Langevin und L. Brillouin hin und leiten auf andere Weise ein Resultat dieser Arbeiten neu ab: der Schallstrahlungsdruck bewirkt in der bei Ultraschallversuchen üblichen Anordnung, dass in den vom Schall durchsetzten Flüssigkeitsteilen eine Dichteänderung (im allgemeinen eine Dichtezunahme) der Flüssigkeit stattfindet. Der Versuch, diese Dichteänderung mit dem Jamin'schen (J) Interferometer nachzuweisen, ist zwar naheliegend; die theoretische Abschätzung ergibt aber in der gewöhnlich benutzten Versuchsanordnung nur einen unmessbar kleinen Effekt. Anderseits hat vor

[1]) G. Hertz und H. Mende, ZS. f. Phys. **114**, 354 (1939). Vgl. ferner G. Richter, ebenda, **115**, 97 (1940), und Cl. Schaefer, ebenda, S. 109, sowie Ann. d. Phys. **35**, 473 (1939).

einiger Zeit Buss[2]) (B.) den Ultraschall mit dem Interferometer untersucht und dabei tatsächlich eine starke Beeinflussung der J-Streifen erhalten. Da B. aber den von ihm gefundenen Effekt theoretisch nicht interpretieren konnte, schien es angezeigt, diese Versuche zu wiederholen.

§ 2. Der Einfluss der Ultraschallwellen auf die J-Streifen besteht, wie die B.'schen Aufnahmen zeigen, wahrscheinlich nicht in einer Streifenverschiebung, sondern vielmehr in einer Vertauschung der Lage der hellen und dunklen Streifen. Natürlich ist das Bild einer Streifenverschiebung um den halben Streifenabstand nicht zu unterscheiden von demjenigen eines Platzwechsels der hellen und dunklen Streifen. Dass eine Streifenverschiebung aber voraussichtlich keine Erklärung der Erscheinung gibt, zeigen die von B. in Fig. 2 seiner Arbeit reproduzierten Aufnahmen; dieselben geben die Lage der J-Streifen (a) ohne Schall, (b) bei kleiner und (c) bei grosser Schallintensität wieder. Falls der Schall eine Streifenverschiebung hervorruft, so muss man wohl annehmen, dass dieselbe mit wachsender Intensität zunimmt. Tatsächlich sieht man aber: Die Streifenverschiebung um den halben Streifenabstand (d. h. ein Platzwechsel) findet schon bei der kleinen Schallintensität (b) statt. Bei der grossen Intensität (c) zeigt sich dann keine weitere Änderung der Lage der Streifen; nur die Sichtbarkeit der Streifen, die auf (b) wesentlich schlechter ist als auf (a), nimmt mit wachsender Schallintensität noch zu, wobei freilich auch auf (c) die Streifen nicht mehr so gut sichtbar sind wie ohne Schall (a). Dieses Verhalten der Streifen zeigt, dass der Schallstrahlungsdruck (bzw. die durch denselben hervorgerufene Dichteänderung) zur Erklärung des Effektes voraussichtlich nicht herangezogen werden kann. Die von B. selbst gemachte Feststellung, dass die Erscheinung ganz verschwindet, wenn die Lichtstrahlen mit den Phasenebenen der Schallwelle nicht genau parallel laufen, nötigt zum gleichen Schluss.

§ 3. Vor einer Erklärung des Effektes soll nun die hier benutzte Versuchsanordnung beschrieben werden, wobei nur diejenigen Punkte angeführt werden, in denen sich unsere Versuchsanordnung, die für diesen Zweck geeigneter erscheint, von der B.'schen unterscheidet.

1. Da kein Mach'sches Interferometer zur Verfügung stand (das bekanntlich eine beliebig grosse räumliche Trennung der zur Interferenz gelangenden Lichtbündel ermöglicht), musste die Ver-

[1]) W. Buss, Ann. d. Phys. **33**, 143 (1938).

suchsanordnung (vgl. Fig. 1) der üblichen Ausführungsform des J-Interferometers angepasst werden. Der Flüssigkeitstrog T (Bodenfläche = 4 × 10 cm, Höhe = 10 cm), in dem die Ultraschallwellen erzeugt wurden, wird in unserer Anordnung von beiden Lichtbündeln des J-Interferometers $J'J''$, und zwar in Richtung der 4-cm-Kante, durchsetzt.

2. Um zu erreichen, dass die Ultraschallwellen nur durch eines der beiden Lichtbündel hindurchtreten, wurden nicht wie bei B. horizontale, sondern vertikale und zwar von unten nach oben fortschreitende Schallwellen benutzt. Zu diesem Zwecke wurde der die Wellen erzeugende Piezoquarz aussen auf die Boden-

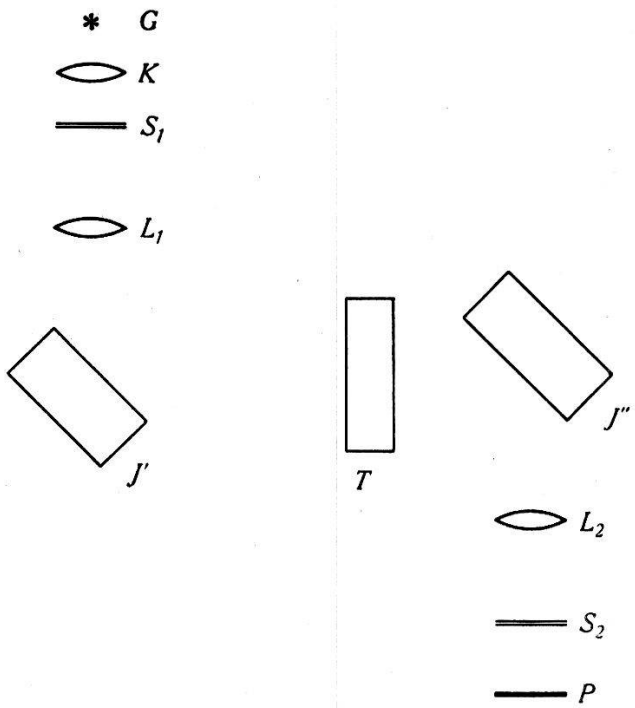


Fig. 1. Versuchsanordnnng.

fläche des Troges T aufgekittet. Um möglichst ebene Wellen zu erhalten, gelangte eine nach Straubel geschliffene Quarzscheibe für 3000 kHz von 36 × 44 mm zur Verwendung. Durch eine aus einer Gummiplatte ausgeschnittene kreisförmige Lochblende von ca. 2 cm Durchmesser, die innen auf dem Gefässboden auflag, wurde ein Schallstrahl ausgeblendet, der nur den einen der beiden Lichtwege durchsetzte.

3. Für den im folgenden durchgeführten Vergleich von Theorie und Experiment ist es wichtig, dass man möglichst angenähert reine fortschreitende Wellen herstellen kann. Zur Erzeugung derselben, d. h. zur Verhinderung der Reflexion der vom Gefässboden ausgehenden Welle an der Flüssigkeitsoberfläche wurde ein mit

Flüssigkeit gefülltes, umgekehrtes U-Rohr (vgl. Fig. 2) mit dem offenen Ende über dem Schallstrahl in den Trog T wenige Zentimeter tief senkrecht eingetaucht. Das andere, geschlossene, spitz zulaufende Rohrende verhindert dann die regelmässige Reflexion der Schallwellen.

4. Da B. angibt, dass der von ihm gefundene Effekt nur auftritt, wenn der Schallstrahl senkrecht zu den J-Streifen läuft, musste das Interferometer so justiert werden, dass die „horizontalen J-Streifen" erscheinen. Dies ist aber ein Vorteil, da diese Streifen, wenn in der Nachbarschaft des farblosen Streifens beob-

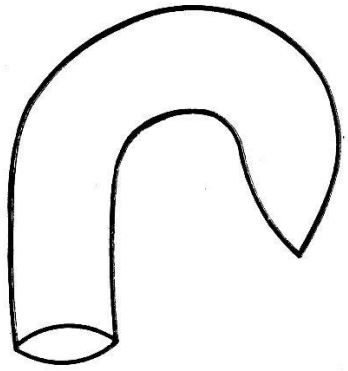


Fig. 2.
Rohr zur Verhinderung der Ausbildung stehender Schallwellen.

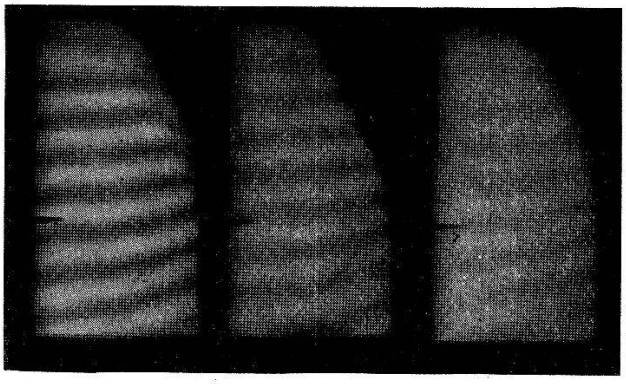
achtet wird, auch im weissen Licht auftreten. Daher konnte ein horizontaler Glühfaden (Drahtwendel) G als Lichtquelle benutzt werden.

5. Bekanntlich treten die J-Streifen auch bei Verwendung einer ausgedehnten Lichtquelle auf. B. setzte deshalb eine Hg-Lampe ohne weitere Optik vor die vordere Glasplatte J' seines Interferometers. Zur Beobachtung des Effektes ist es aber vorteilhaft und zum Vergleich mit der Theorie ist es, wie sich zeigen wird, sogar notwendig, dass eine spaltförmige Lichtquelle benutzt wird. Der Glühfaden wurde daher durch eine Kondensorlinse K auf einen horizontalen Parallelspalt S_1 abgebildet. Gewöhnlich wurde zwischen K und S_1 noch ein Farbfilter eingeschaltet: zur visuellen Beobachtung ein Grünglas, zu den photographischen Aufnahmen das für 4300 Å. durchlässige Zeiss'sche C-Filter. S_1 befand sich in der Brennebene der Leitz'schen Abbildungslinse L_1 ($f = 50$ cm).

6. Nach dem Passieren des Interferometers gelangte das Licht durch die (mit L_1 identische) Linse L_2 auf die Photoplatte P. Diese Linse war, wie bei B., so aufgestellt, dass die Austrittsebene des Lichts aus dem Trog T auf die Photoplatte in ungefähr natür-

licher Grösse abgebildet wurde. Neu gegenüber B. war dagegen, dass sich in der hintern Brennebene von L_2, wo also das Bild von S_1 entsteht, noch ein zweiter horizontaler Parallelspalt S_2 befand.

§ 4. Was nun die Erklärung der von B. beobachteten Erscheinung betrifft, so hat man dazu auf zwei Punkte zu achten, die aber beide eigentlich selbstverständlich sind. Der erste Punkt ist, dass man dafür sorgen muss, dass in den beiden interferierenden Lichtbündeln nur kohärentes Licht vorhanden ist. Das durch die fortschreitenden Ultraschallwellen hindurchgehende Licht wird in eine Reihe von Beugungsspektren zerlegt, die bekanntlich (mit Ausnahme der nullten Ordnung) alle in der Frequenz verändert sind. Das Licht dieser Spektren kann also zur Bildung der J-Streifen nicht beitragen, sondern überlagert sich denselben als kontinuierlicher Untergrund. Die Beugungsspektren entstehen in der Ebene E von S_2; in der von B. benutzten Versuchsanordnung



(a) (b) (c)

Fig. 3.

Jamin-Streifen (a) ohne Schall, (b) mit Schall; jedoch werden die Beugungsspektren weggeblendet. (c) die Beugungsspektren fallen ebenfalls auf die Photoplatte.

können sie, wegen der Verwendung einer ausgedehnten Lichtquelle, allerdings nicht getrennt beobachtet werden. Um die J-Streifen in der Ebene der Platte P deutlich zu erhalten, ist es nötig, dieses falsche Licht in der Ebene E wegzublenden. Hierzu dient in unserer Anordnung der Spalt S_2. Unter geeigneten Versuchsbedingungen kann die zur Abbildung der Interferenzen dienende Linse L_2 oder sogar die J-Platte J'' schon als solche Blende wirken: Es ist möglich, dass dies in der B.'schen Anordnung der Fall war; denn die Streifen sind in B.'s Abbildungen trotz dem Fehlen von S_2 überraschend gut sichtbar.

In der hier verwendeten Anordnung war die Benutzung des Spaltes S_2 dagegen notwendig, was aus Fig. 3 ersichtlich ist. Dieselbe zeigt die J-Streifen mit Wasser als Flüssigkeit (auch für

die folgenden Aufnahmen wurde wegen der geringen Schlierenbildung immer Wasser verwendet) und zwar: (a) Streifen ohne Schall, (b) Beeinflussung der Streifen durch die Ultraschallwellen beim Vorhandensein des Spaltes, d. h. beim Wegblenden aller Beugungsspektren, und (c) dasselbe bei Fortnahme dieses Spaltes. Dass die J-Streifen bei unseren Aufnahmen stets merklich gekrümmt sind, rührt von der ungenügenden Qualität der Spiegelglasscheiben her, aus denen der Glastrog zusammengekittet war.

§ 5. Wir müssen jetzt überlegen, was für Erscheinungen wir theoretisch zu erwarten haben, wenn die Ultraschallwellen im J-Interferometer nach dem Wegblenden der Beugungsspektren mit kohärenten Lichtbündeln beobachtet werden. Dazu wollen wir die ursprüngliche Raman-Nath'sche Theorie[1]) als gültig ansehen. Wie weit das unter unseren Versuchsbedingungen wirklich der Fall ist, soll in § 6 diskutiert werden. Nach dieser Theorie, die bekanntlich annimmt, dass die Schallwellen nur die Phase des hindurchgehenden Lichtes beeinflussen, ist die Amplitude des Beugungsspektrums $n$ter Ordnung proportional $J_n(x)$, wobei J_n die Bessel-Funktion $n$ter Ordnung bedeutet und $x = 2\pi \cdot \Delta\varepsilon \cdot l/\lambda$. (Hierbei ist $\Delta\varepsilon$ = Amplitude der als sin-förmig angenommenen Änderung des Brechungsindex ε der Flüssigkeit in den Ultraschallwellen, l = Länge des Weges, den das Licht in diesen Wellen zurücklegt, λ = Lichtwellenlänge). Hat das Lichtbündel vor dem Eintritt in die Schallwelle die Amplitude 1, so interferieren also nach dem Durchgang durch die Schallwellen im Interferometer die Bündel mit den Amplituden 1 und $J_0(x)$.

Die *Lage* der J-Streifen fällt dann mit der Lage dieser Streifen ohne Schall zusammen, solange $J_0 > 0$ ist, während für $J_0 < 0$ ein Platzwechsel zwischen den hellen und dunklen Streifen stattfindet.

Wenn als „*Sichtbarkeit*" S der Streifen das Verhältnis

$$(I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$$

definiert wird ($I_{\max}$ = Intensität im Maximum und $I_{\min}$ = Intensität im Minimum der Streifen), so wird

$$S = 2 \cdot |J_0| / (1 + J_0^2).$$

Hierbei interessiert für die verwendeten Schallintensitäten der Verlauf von $J_0(x)$ nur im Bereich $x = 0$ bis ca. $x = 6$. Für $x = 0$

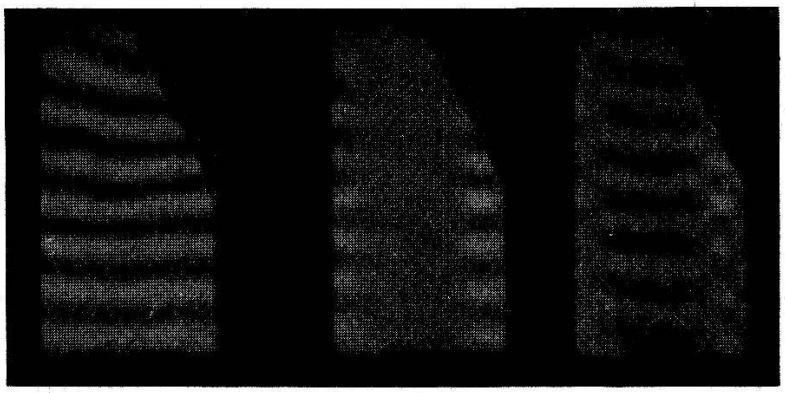
---

[1]) C. V. Raman und N. S. Nagendra Nath, Proc. Ind. Acad. Sci. (A) **2**, 406 (1935).

ist $J_0 = 1$. Mit zunehmendem x nimmt J_0 monoton ab, passiert für $x = x_1 = 2{,}40$ seine erste Nullstelle und nimmt dann negative Werte an. Für $x = x_2 = 3{,}83$ erreicht J_0 sein negatives Maximum $= -0{,}402$. Dann nimmt die Funktion wieder zu und passiert für $x = x_3 = 5{,}52$ die zweite Nullstelle.

Wir müssen also erwarten, dass mit zunehmender Schallintensität die J-Streifen zuerst in ihrer ursprünglichen Lage bleiben, dabei aber immer schlechter sichtbar werden, bis sie schliesslich (für $J_0 = 0$) verschwinden. Dann müssen die Streifen neu auftreten, wobei aber ein Platzwechsel zwischen den hellen und den dunklen Streifen stattfindet. Die Sichtbarkeit der Streifen muss nun wieder zunehmen bis zu einem Maximum (für $J_0 = -0{,}402$), welches aber mit $S \sim {}^2/_3$ nicht so ausgeprägt ist wie dasjenige ohne Schall.

Dies ist nun, wie die Aufnahmen der Fig. 4 zeigen, qualitativ gerade das Verhalten, welches man wirklich beobachtet. Die Auf-



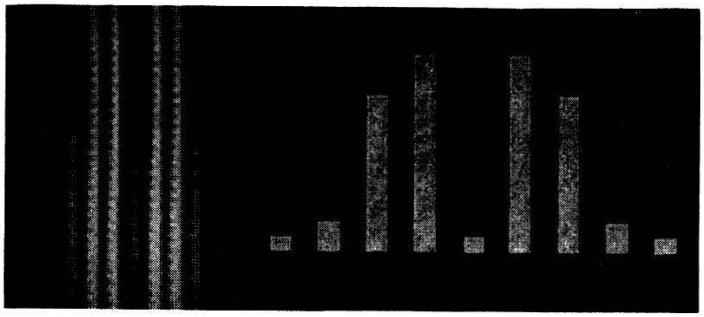
(a) (b) (c)

Fig. 4.

J-Streifen (a) ohne Schall, (b) Verschwinden der Streifen für $J_0 = 0$, (c) beste Sichtbarkeit der Streifen nach dem „Platzwechsel" für $J_0 = -0{,}40$. Auf (b) und (c) läuft der Schallstrahl nur durch die Mitte des Gesichtsfeldes, sodass am Rande noch die J-Streifen von (a) sichtbar sind.

nahmen stellen dar: (a) J-Streifen ohne Schall, (b) Verschwinden der Streifen für $x_1 = 2{,}4$, und (c) maximale Sichtbarkeit der Streifen nach dem Platzwechsel für $x_2 = 3{,}8$. Durch Ausblenden eines schmalen Schallstrahlenbündels ist erreicht, dass am Rand des Gesichtsfeldes die J-Streifen in ihrer ursprünglichen Lage erhalten bleiben. Die mit wachsender Schallintensität zunehmende Sichtbarkeit der J-Streifen *nach* dem Platzwechsel ist schon von B. beschrieben worden; die Abnahme und das Verschwinden der Streifen *vor* dem Platzwechsel ist aber genau so leicht zu beobachten.

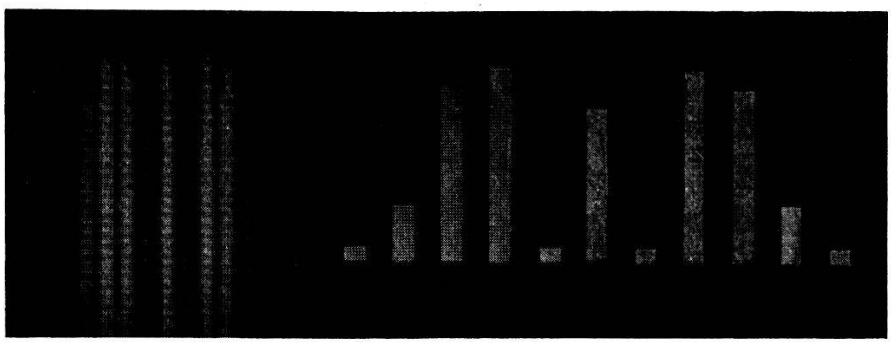
§ 6. Die hier bei der Frequenz 3000 kHz ausführlich beschriebenen Erscheinungen treten, wie weitere Versuche zeigten, mindestens qualitativ im Bereich von $1500 \div 7500$ kHz ebenfalls auf. Der quantitative Vergleich von Theorie und Experiment wurde aber nur für 3000 kHz durchgeführt, weil nur für diese Frequenz ein Straubel-Quarz zur Verfügung stand. Dieser Vergleich ist leicht durchführbar, weil RAMAN und NATH für eine grosse Anzahl von



(a) (b)

Fig. 5.

(a) Intensität der Beugungsspektren beim Verschwinden der J-Streifen, d. h. für $x = 2{,}4$. (Die in jedem Beugungsspektrum noch sichtbare Struktur ist durch die Wendelform des Glühdrahtes verursacht.) (b) Von RAMAN-NATH berechnete Intensität der Beugungsspektren für $x = 2{,}5$.



(a) (b)

Fig. 6.

(a) Intensität der Beugungsspektren bei bester Sichtbarkeit der J-Streifen nach dem „Platzwechsel", d. h. für $x = 3{,}8$. (b) Von RAMAN-NATH berechnete Intensität der Beugungsspektren für $x = 3{,}7$.

x-Werten im Intervall 0 bis 8 die Intensität der auftretenden Beugungsspektren berechnet und a. a. O. in Fig. 1 graphisch dargestellt haben[1]). Man hat also nur die Beugungsspektren beim Verschwinden der Streifen ($x_1 = 2{,}4$) und bei maximaler Sichtbarkeit ($x_2 = 3{,}8$) zu photographieren, und diese Bilder mit den

[1]) Die Figur ist mehrfach reproduziert, z. B. bei L. BERGMANN, Ultraschall, 2. Aufl., VDI-Verlag, Berlin 1939; siehe Fig. 96, S. 107, und bei E. HIEDEMANN, Ultraschallforschung, W. de Gruyter, Berlin 1939; siehe Fig. 118, S. 96.

berechneten zu vergleichen (die Rechnung von RAMAN-NATH ist durchgeführt bei $x = 2{,}5$ und $x = 3{,}7$). Das Resultat ist für verschwindende Streifen in Fig. 5 und für beste Sichtbarkeit in Fig. 6 dargestellt. Man sieht, dass beide Male ausgezeichnete Übereinstimmung besteht.

Man muss sich trotz der Übereinstimmung fragen, ob die RAMAN-NATH'sche Theorie unter unsern Versuchsbedingungen mit hinreichender Annäherung gültig ist. Früher durchgeführte Versuche[1]) hatten ergeben, dass diese Theorie bei 1500 kHz sehr gut erfüllt ist, während bei 7500 kHz merkliche Abweichungen auftreten. Bei 3000 kHz befindet man sich unter unseren Bedingungen also in einem Zwischengebiet, in dem die Anwendbarkeit zweifelhaft erscheint. Nun haben aber EXTERMANN und WANNIER[2]) unter Zugrundelegung ihrer strengen Theorie bei senkrechter Inzidenz ebenfalls numerische Rechnungen ausgeführt und gleichzeitig den Gültigkeitsbereich der vereinfachten Theorie angegeben. Bezeichnet man mit $\Theta = \Delta\varepsilon \cdot \Lambda^2/(\varepsilon \cdot \lambda^2)$ (Λ = Schallwellenlänge) und mit $D = \pi \cdot \lambda \cdot l/\Lambda^2$, so erstreckt sich der Gültigkeitsbereich

der einfachen Theorie für	$\Theta =$	1	3	10
von $D = 0$ bis	$D =$	0,66	0,40	0,22

Unter unseren Versuchsbedingungen ($l = 2$ cm, $\lambda = 4{,}3 \cdot 10^{-5}$ cm, $\Lambda = 5 \cdot 10^{-2}$ cm) wird $D = 0{,}11$. Bei maximaler Sichtbarkeit der J-Streifen ist $x = 3{,}8 = 2\pi \cdot \Delta\varepsilon \cdot l/\lambda$, also wird $\Delta\varepsilon = 1{,}3 \cdot 10^{-5}$. Hieraus berechnet sich $\Theta = 13{,}5$, sodass die angenäherte Theorie offenbar noch gültig ist, da der Wert $D = 0{,}11$ bei Extrapolation bis $\Theta = 13{,}5$ im Geltungsbereich dieser Theorie zu liegen scheint.

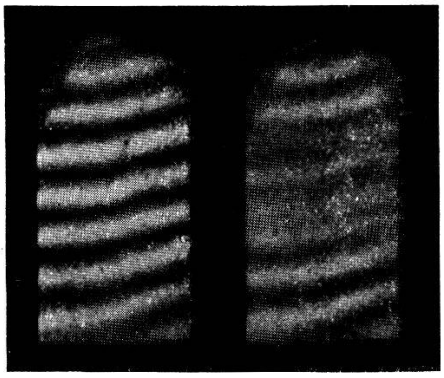
§ 7. Den von B. angestellten Versuchen lag die Absicht zugrunde, die Beeinflussung der J-Streifen durch Ultraschallwellen als relatives Mass der Schallintensität zu benutzen, um damit Schallabsorptionsmessungen durchzuführen. Es stellt sich die Frage, wie weit dieses Ziel jetzt erreicht ist.

Mit den unter üblichen Versuchsbedingungen erzielbaren Schallintensitäten sind nur die beiden Punkte $x_1 = 2{,}4$ (erstmaliges Verschwinden der J-Streifen) und $x_2 = 3{,}8$ (maximale Sichtbarkeit der Streifen nach dem ersten Platzwechsel) leicht zu beobachten. Zur Feststellung dieser beiden Punkte ist übrigens kein Interferometer notwendig, sondern es genügt die Aufnahme der Beugungsspektren: Der Punkt x_1 fällt mit dem Verschwinden der nullten Ordnung zusammen und der Punkt x_2 $\left(\text{wegen } \frac{d J_0(x)}{d x} = -J_1\right)$ mit dem Verschwinden der ersten Ordnung.

[1]) R. BÄR, Helv. Phys. Acta **9**, 265 (1936).
[2]) R. EXTERMANN und G. WANNIER, Helv. Phys. Acta **9**, 520 (1936).

Abgesehen davon, dass das Vorhandensein von nur zwei Messpunkten keine exakte Bestimmung des Absorptionskoeffizienten gestatten würde, ist nun auf einen weiteren störenden Umstand hinzuweisen, nämlich auf die relativ grosse Schallintensität, die zu den Messungen notwendig ist. Sowohl die hier mitgeteilten Versuche als auch diejenigen von B. wurden ausschliesslich mit Wasser als Schallträger ausgeführt, weil diese Flüssigkeit eine ausserge-wöhnlich geringe Schlierenbildung zeigt (kleine Schallabsorption und grosse spezifische Wärme). Bei den meisten andern Flüssigkeiten dürfte die Schlierenbildung so stark sein, dass die Verwendung hinreichend grosser Schallintensitäten, um damit die Punkte x_1 und x_2 zu erreichen, unmöglich wird. Im erstern Falle entstehen vier, im letzteren sogar fünf Beugungsspektren, sodass es, wenn die Lichtbeugung zur Intensitätsmessung benutzt werden soll, doch meist vorteilhafter sein wird, nur kleine Schallintensitäten zu verwenden und die Lichtintensität des Beugungsspektrums erster Ordnung mit einem Photometer zu messen.

§ 8. Die bisher besprochenen Versuche behandeln nur den Fall, dass die J-Streifen zu den Phasenebenen der Schallwelle parallel sind. Über den Effekt, der eintritt, wenn die Streifen und die Phasenebenen aufeinander senkrecht stehen, sollen nur



(a) (b)

Fig. 7.

J-Streifen (a) ohne Schall, (b) Einfluss eines parallel zu den Streifen durch die Mitte des Gesichtsfeldes laufenden Schallstrahls der Frequenz 1500 kHz.

wenige Bemerkungen gemacht werden und auch diese nur, weil B. angibt, dass er in diesem Fall keinen Einfluss des Utraschalls auf die Interferenzen feststellen konnte. In der Tat ist diese Aussage schwer verständlich; denn der Effekt muss natürlich auch unter diesen Umständen vorhanden sein. Wenn das ganze Gesichtsfeld der J-Streifen von einer homogenen Schallwelle überstrichen wird, so müsste die Erscheinung vom Winkel zwischen den Phasen-

ebenen des Schalls und den J-Streifen überhaupt unabhängig sein. Da dieser Fall aber schwer zu realisieren ist, und da man sich leicht überlegt, dass in jedem andern Fall die entstehende Interferenzerscheinung sehr unübersichtlich wird, schien es für unsern Zweck ausreichend, nur die Existenz eines solchen Effektes nachzuweisen. Zu diesem Zweck wurde ein kreisförmiger Piezoquarz für 1500 kHz auf eine der Schmalseiten des Glastroges aussen aufgekittet. Die beiden Lichtwege waren im Schalltrog durch eine mit Kork beklebte Glasplatte getrennt, sodass nur der eine der Lichtwege von den Schallwellen durchsetzt wurde. Die Verteilung der Schallintensität innerhalb der Schallwelle war sehr ungleichmässig, besonders weil das Auftreten stehender Wellen nicht ganz verhindert werden konnte. Eine notwendige Abänderung war noch, dass statt der Spalte S_1 und S_2 zwei Lochblenden von ca. 1 mm Durchmesser verwendet wurden. Dass die Schallwellen auch in diesem Fall einen Einfluss auf die J-Streifen ausüben, ist aus Fig. 7 ersichtlich, die (a) die Streifen ohne Schall, und (b) mit Schall wiedergibt.

Physikalisches Institut der Universität Zürich.