

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 9 (1936)
Heft: VIII

Artikel: Über stroboskopische Erscheinungen beim Durchgang des Lichtes durch zwei Ultraschallwellen
Autor: Bär, R.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-110656>

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: 16.01.2026

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

Über stroboskopische Erscheinungen beim Durchgang des Lichtes durch zwei Ultraschallwellen

von R. Bär.

(28. VIII. 36.)

Zusammenfassung. Wenn eine ebene Lichtwelle durch eine fortschreitende Ultraschallwelle hindurchgeht, so sind, wie bekannt ist, für Schallfrequenzen über ca. 1000 kHz bei stroboskopischer Beleuchtung im austretenden Licht helle und dunkle Streifen in Abständen der Schallwellenlänge sichtbar. Es entstehen daher, wenn eine ebene Lichtwelle nacheinander durch zwei fortschreitende Schallwellen hindurchgeht, auch bei nichtstroboskopischer Beleuchtung stroboskopische Effekte, die hier für Schallwellen in Flüssigkeiten beschrieben und erklärt werden. Als Spezialfall ergibt sich eine Versuchsordnung, bei der der Streifenabstand hinter der ersten Schallwelle unendlich gross wird, so dass die Lichtintensität über das ganze Gesichtsfeld mit der Frequenz der Schallwelle moduliert ist. Dieses Ultraschallstroboskop wird zur Sichtbarmachung eines nichtebenen Schallwellenfeldes im Frequenzbereich 7—10,000 kHz verwendet. *Nachtrag:* Über die Lage der Beugungsspektren bei schiefer Inzidenz des Lichtes auf eine Schallwelle.

§ 1.

Bekanntlich kann man eine stehende Ultraschallwelle, wenn deren Frequenz $>$ ca. 1000 kHz ist, durch Lichtbeugung sichtbar machen, indem man die vom Schallgitter erzeugten Beugungsspektren zur Wiedervereinigung bringt; man erhält dann im Sinne der ABBE'schen Theorie eine wirkliche optische Abbildung des Gitters. Um denselben Versuch mit fortschreitenden Schallwellen auszuführen, muss man eine stroboskopische Beleuchtungseinrichtung verwenden. Als solche eignet sich die KERR-Zelle¹⁾; einfacher in der Handhabung ist aber ein kürzlich von BECKER, HANLE und MAERCKS²⁾ angegebenes Ultraschall-Stroboskop, bei dem die Modulation der Lichtintensität selbst wieder mit Hilfe einer Schallwelle folgendermassen ausgeführt wird: Eine stehende Schallwelle der Frequenz ω verschwindet pro Sekunde 2ω mal; daher müssen auch die von einer spaltförmigen Lichtquelle S_1 durch Lichtbeugung an einer stehenden Schallwelle erzeugten

¹⁾ CH. BACHEM, Zeitschr. f. Phys. **87**, 738 (1934). P. DEBYE, H. SACK und F. COULON, C.R. Paris **198**, 922 (1934).

²⁾ H. E. R. BECKER, W. HANLE und O. MAERCKS, Phys. Zeitschr. **37**, 414 (1936); vgl. ferner E. HIEDEMANN und K. H. HOESCH, Zeitschr. f. Phys. **102**, 253 (1936).

Beugungsspektren pro Sekunde mindestens 2ω mal verschwinden. Man benutzt also zur Modulation der Lichtintensität das von einer stehenden Schallwelle abgebeugte Licht und zwar blendet man durch einen zweiten Spalt S_2 eines der Beugungsspektren aus. Dieses Licht ist allerdings nicht ausschliesslich mit der Frequenz 2ω moduliert; aber man kann die Schallintensität so wählen, dass diese kleinste Modulationsfrequenz 2ω auch mit stark überwiegender Intensität auftritt. Wenn man das modulierte Licht nun benutzt, um eine fortschreitende Schallwelle stroboskopisch zu beleuchten und so ein stillstehendes Bild derselben zu erhalten, so hat man eine Versuchsanordnung¹⁾, bei der das Licht nacheinander durch zwei Ultraschallwellen hindurchgeht²⁾. Hierbei müssen stroboskopische Erscheinungen auftreten, die aber hier nicht sichtbar werden, weil der Spalt S_2 im Strahlengang steht. Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist nun die eingehendere Untersuchung dieser stroboskopischen Effekte.

§ 2.

Die Versuchsanordnung war die folgende (vgl. Fig. 1): Mit Hilfe der Kondensorlinse L_1 wurde der Glühfaden G einer Glühlampe auf das Diaphragma D (möglichst punktförmige Loch-

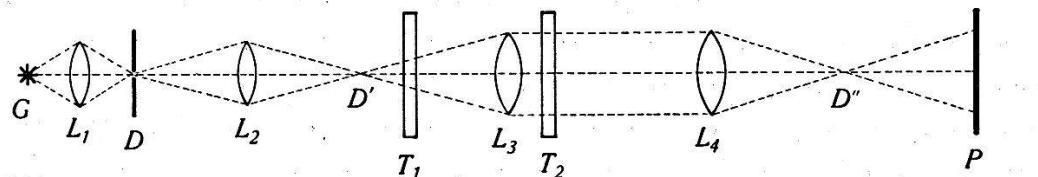


Fig. 1.
Versuchsanordnung.

blende oder Spalt) abgebildet. Eine Projektionslinse L_2 ($f = 18$ cm) erzeugte dann von D das Bild D' , das bei den folgenden Beugungsversuchen also die sekundäre Lichtquelle darstellte. (Man kann

¹⁾ O. MAERCKS, Phys. Zeitschr. **37**, 562 (1936). R. BÄR, Helv. Phys. Acta **9** (1936).

²⁾ Anmerkung bei der Korrektur (28. X. 1936). Auch P. CERMAK und H. SCHOENECK (Ann. d. Phys. **26**, 465 (1936)) haben mit einer Anordnung, bei der das Licht nacheinander durch zwei Ultraschallwellen hindurchgeht, Versuche angestellt und dabei das Resultat erhalten, dass in den Beugungsspektren dunkle Streifen auftreten. In einer demnächst erscheinenden Arbeit (R. BÄR, Helv. Phys. Acta, im Druck) sollen einige ergänzende Versuche und eine Erklärung dieser Erscheinung mitgeteilt werden. An dieser Stelle sei nur erwähnt, dass die Cermak-Schoeneck'schen Streifen eine Interferenzerscheinung darstellen und daher mit den hier beschriebenen stroboskopischen Effekten in keinem Zusammenhang stehen.

übrigens ebenso gut mit einer kurzbrennweiten Kondensorlinse L_2 ein vergrößertes Bild des Diaphragmas D erzeugen; wichtig ist nur, dass der Lichtstrahl hinter D' auf der kurzen Strecke des Durchgangs durch eine Schallwelle angenähert als ebene Welle angesehen werden kann.) Das von D' ausgehende Licht wurde durch eine zweite Projektionslinse L_3 ($f = 50$ cm) parallel gemacht und dann durch eine dritte ebensolche Linse L_4 ($f = 40$ cm) in D'' wieder vereinigt. An einer bestimmten festen Raumstelle zwischen L_3 und L_4 befand sich der mit Xylol gefüllte LEYBOLD-Trog T_2 , in dem ein Piezoquarz P_2 eine fortschreitende oder stehende Ultraschallwelle w_2 erzeugte. Die Linse L_4 entwarf also die durch Lichtbeugung an dieser Welle entstehenden Beugungsspektren in ihrer durch D'' gehenden Brennebene; der Abstand der Linse von T_2 war dabei noch so gewählt, dass ein wenig vergrößertes Bild der Schallwelle auf der photographischen Platte P erzeugt wurde. Die subjektive Beobachtung der Welle konnte natürlich auch durch eine hinter T_2 in den Strahlengang gebrachte Lupe geschehen. Ebenso ist die photographische Aufnahme an dieser Stelle mit Hilfe einer „Kontaktkopie“¹⁾ möglich. Die Abbildung durch L_4 hat ausser der beliebig einstellbaren Vergrösserung den wesentlichen Vorteil, dass durch Anbringen von Blenden in der durch D'' gehenden internen Brennebene von L_4 , wo die Beugungsspektren zustande kommen, einzelne dieser Spektren (insbesondere dasjenige der nullten Ordnung) weggeblendet werden können, wodurch die Aufnahme von Schlierenbildern möglich wird. An einer beliebig veränderlichen Raumstelle zwischen D' und T_2 befand sich nun ein weiterer, ebenfalls mit Xylol gefüllter Leybold-Trog T_1 , in dem ein Piezoquarz P_1 , der mit dem gleichen Sender wie P_2 betrieben wurde, eine Schallwelle w_1 von gleicher Frequenz wie w_2 emittierte. Als Piezoquarze dienten zwei Platten von 1×2 cm Kantenlänge, die für die Frequenzen 7490 und 7500 kHz geschliffen waren und in der Versuchsanordnung im Bereich von ca. 7000 bis 10,000 kHz zu erzwungenen Schwingungen angeregt werden konnten.

Wir wollen im folgenden zwei Modifikationen unserer Versuchsanordnung getrennt behandeln: Befindet sich der Trog T_1 zwischen L_3 und T_2 , so geht derselbe paralleler Lichtstrahl durch beide Schallwellen hindurch; die hierbei auftretenden Erscheinungen sind verschieden von denjenigen, welche zustande kommen, wenn T_1 zwischen D' und L_3 steht, d. h. wenn der die beiden Schallwellen durchsetzende Lichtstrahl an der Stelle von w_1 einen

¹⁾ R. BÄR, Helv. Phys. Acta **9**, 265 (1936).

andern Querschnitt hat als an der Stelle von w_2 . Besonderes Interesse hat bei dieser letztern Versuchsanordnung der Grenzfall, dass die Welle w_1 durch das Bild D' der (sekundären) Lichtquelle D hindurchgeht.

§ 3.

Wir betrachten zuerst die Erscheinungen im parallelen Licht.

I. Die beiden Quarze stehen antiparallel (d. h. die beiden Schallwellen laufen in entgegengesetzten Richtungen) und beide senkrecht zum Lichtstrahl. Dann findet man experimentell als Abbildung eine periodische Intensitätsverteilung, wobei der Abstand Λ benachbarter Maxima (Minima) gleich der halben Schallwellenlänge (λ) ist: $\Lambda = \lambda/2$. Dies ist also dasselbe Bild wie dasjenige, welches man erhält, wenn man das Licht durch eine stehende Schallwelle hindurchgehen lässt, d. h. durch zwei antiparallele fortschreitende Schallwellen, die auch räumlich zusammenfallen. Zur Erklärung der Erscheinung in unserem Falle, wo das Licht die beiden Schallwellen nacheinander durchsetzt, genügt die Annahme (welche experimentell und theoretisch begründet erscheint), dass die Intensitätsverteilung $i(x, t)$ des Lichtes nach dem Durchgang durch eine in der x -Richtung fortschreitende Schallwelle angenähert sin-förmig ist. Nach dem Durchgang durch die Welle w_1 sei also

$$i_1(x, t) = 1 - \sin 2\pi (x/\lambda - t/\tau) \\ (t = \text{Zeit}, \tau = \text{Schwingungsdauer}).$$

Analog gilt für die zweite Welle $i_2(x, t) = 1 - \sin 2\pi (x/\lambda + t/\tau)$, und die beobachtete Intensitätsverteilung $J(x)$ nach dem Durchgang durch beide Wellen wird also

$$J(x) = \int_0^\tau i_1 \cdot i_2 \cdot dt = \tau \left(1 - \frac{1}{2} \cos 2\pi \frac{x}{\lambda/2} \right),$$

was mit der Beobachtung übereinstimmt.

II. Wenn die beiden Quarze senkrecht zum Lichtstrahl stehen, aber dabei einen Winkel φ miteinander bilden, derart, dass die x -Axe den Winkel zwischen den Fortpflanzungsrichtungen der Schallwellen und die y -Axe den Winkel zwischen den emittierenden Quarzflächen halbiert, so wird

$$i_1 = 1 - \sin 2\pi [(x \cos \varphi/2 + y \sin \varphi/2)/\lambda - t/\tau]; \\ i_2 = 1 - \sin 2\pi [(-x \cos \varphi/2 + y \sin \varphi/2)/\lambda - t/\tau]; \\ J(x) = \tau \left\{ 1 - \frac{1}{2} \cos 2\pi [\sqrt{2}(1 - \cos \varphi) \cdot x/\lambda] \right\}.$$

Man erhält also theoretisch als Intensitätsverteilung Streifen, die parallel zur y -Axe stehen und den gegenseitigen Abstand

$$\Lambda = \lambda/\sqrt{2(1-\cos \varphi)}$$

besitzen. Auch dies ist mindestens qualitativ (der Streifenabstand wurde in diesem Falle nicht ausgemessen) in Übereinstimmung mit dem Experiment. Für parallele Stellung der beiden Quarze (d. h. $\varphi = 0$) verschwinden also die Streifen, was ebenfalls durch den Versuch bestätigt wird.

III. Schliesslich kann man noch den Fall realisieren, dass im Trog T_2 eine stehende Welle erzeugt wird. Dann ist $i_2 = 1 - \sin 2\pi x/\lambda \cos 2\pi t/\tau$ und man erhält für $\varphi = 0$ und für $\varphi = \pi$ theoretisch und experimentell dasselbe Bild, wie bei fortschreitenden Wellen und antiparalleler Stellung der beiden Quarze.

§ 4.

Von Interesse ist der Fall, dass die beiden Quarze einander parallel und senkrecht zum Lichtstrahl stehen und dass nun der eine aus dieser Lage um eine Axe senkrecht zum Lichtstrahl um einen kleinen Winkel ψ herausgedreht wird.

Die Schallwelle wirkt dann auf das Licht so ein, als ob ihre Wellenlänge wäre

$$\lambda' = \lambda/\cos \psi.$$

Im gleichen Verhältnis scheint natürlich auch die Geschwindigkeit dieser Welle vergrössert. Jetzt wird also

$$i_1 = 1 - \sin 2\pi (x/\lambda - t/\tau), \quad i_2 = 1 - \sin 2\pi (x/\lambda' - t/\tau),$$

$$J(x) = \tau [1 - \frac{1}{2} \cdot \cos 2\pi \cdot \frac{x}{\lambda/(1-\cos \psi)}],$$

d. h. man erhält Streifen mit dem sehr grossen Abstand

$$\Lambda = \lambda/(1 - \cos \psi).$$

Auch dies steht in Übereinstimmung mit der Beobachtung.

Es ist klar, dass man dieselbe Intensitätsverteilung auch erhalten muss, wenn das Licht nacheinander durch zwei Flüssigkeiten mit wenig verschiedenen Schallgeschwindigkeiten hindurchgeht; die Erscheinung lässt sich daher vielleicht verwenden als Methode, um die Änderung der Schallgeschwindigkeit relativ zu einem Normalwert genau zu messen.

§ 5.

Wir betrachten nun den Fall, dass sich der Trog T_1 zwischen D' und L_3 befindet; ferner sollen die beiden Quarze wieder einander parallel und senkrecht zur Axe des Lichtstrahls stehen. Wenn man annimmt, dass die Strecke, auf der das Licht durch die Schallwelle w_1 hindurchgeht, klein gegen den Krümmungsradius der Lichtwelle ist, und wenn man weiter die Effekte vernachlässigt, die davon herrühren, dass nur die axennahen Lichtstrahlen die Schallwelle angenähert senkrecht durchsetzen, so wird nach dem Durchgang durch w_1 wieder $i_1 = 1 - \sin 2\pi (x/\lambda - t/\tau)$. Beträgt der Durchmesser des Lichtstrahls beim Durchgang durch w_1 d und hinter L_3 cd , so wird die durch w_1 der Lichtwelle aufgeprägte Periodizität der Wellenlänge λ hinter L_3 vergrössert auf $\lambda' = c\lambda$, also wird aus i_1 hier $i'_1 = 1 - \sin 2\pi (x/\lambda' - t/\tau)$. Man hat daher nach dem Durchgang durch w_2 wieder die in § 4 berechnete Intensitätsverteilung mit

$$A = \lambda/(1 - 1/c).$$

Stehen die beiden Quarze antiparallel, so wird

$$A = \lambda/(1 + 1/c).$$

Auch diese Beziehungen lassen sich leicht qualitativ prüfen und stehen in Übereinstimmung mit der Beobachtung.

Experimentell von besonderem Interesse ist jetzt der Fall, dass die Welle w_1 an der Stelle D' durch den Lichtstrahl hindurchgeht. Dann wird nämlich $d \sim 0$, d. h. $c \sim \infty$, also

$$i'_1 = 1 - \sin 2\pi t/\tau.$$

Dies bedeutet nichts anderes, als dass die Lichtintensität i_1 nach dem Durchgang durch die erste Schallwelle für das ganze Gesichtsfeld (also unabhängig von x) mit der Periode τ moduliert ist. Die Fortpflanzungsrichtung der Welle w_1 geht daher in die Modulation der Lichtintensität nicht mehr ein, d. h. man hat eine gewöhnliche stroboskopische Versuchsanordnung. Nach dem Durchgang durch die zweite Schallwelle wird jetzt

$$J(x) = \tau [1 - \frac{1}{2} \cdot \cos 2\pi x/\lambda].$$

Man erhält also eine periodische Intensitätsverteilung mit dem Streifenabstand $A = \lambda$; dieser Ausdruck bleibt natürlich auch noch gültig, wenn die beiden Schallwellen, beide senkrecht zum Lichtstrahl stehend, einen beliebigen Winkel φ miteinander bilden. Wenn man daher an der Raumstelle der Welle w_2 nicht

eine, sondern mehrere Wellen hat, die unter verschiedenen Winkeln φ gegen w_1 alle senkrecht zum Lichtstrahl sich bewegen, so erhält man auch noch ein ruhendes Bild dieses ganzen Wellensystems.

Schliesslich sei der Vollständigkeit wegen bemerkt, dass nun natürlich auch eine stehende Welle in Übereinstimmung mit dem Experiment mit dem Streifenabstand $\Lambda = \lambda$ abgebildet wird (im Gegensatz zum Fall des § 3, III, wo $\Lambda = \lambda/2$ ist).

§ 6.

Um die Brauchbarkeit des beschriebenen Stroboskops zur Aufnahme von Schallwellenfeldern zu demonstrieren, seien drei Bilder wiedergegeben.

Fig. 2 stellt eine fortschreitende Schallwelle der Frequenz 7200 kHz dar. Man sieht, dass die Streifen auf dem grössten Teil des Gesichtsfeldes überaus scharf sind.

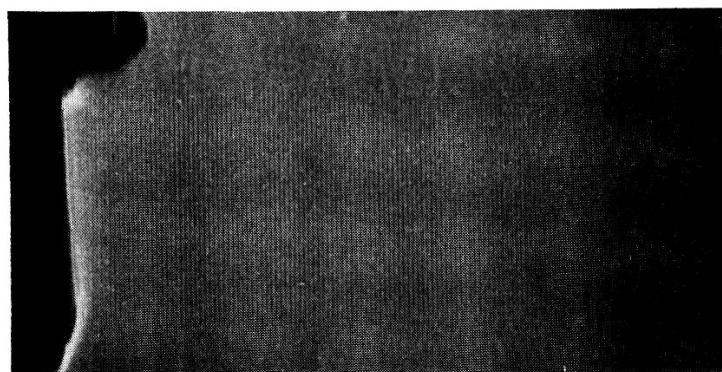


Fig. 2.

Mit dem Ultraschallstroboskop aufgenommenes Bild einer fortschreitenden Schallwelle von 7220 kHz bei Benutzung einer spaltförmigen Lichtquelle.

Vor kurzem wurde gezeigt¹⁾, dass die vom Piezoquarz emittierte Welle, weil der Quarz immer in Form einer Chladnifigur schwingt, meist stark vom Typus der ebenen Welle abweicht. Um diese Abweichungen deutlich hervortreten zu lassen, ist es nötig (vgl. Fig. 1), 1. als (sekundäre) Lichtquelle anstelle des Spaltes bei D eine Lochblende zu verwenden, und 2. bei D'' das Spektrum nullter Ordnung wegzublenden (Schlierenmethode). Mit diesen Abänderungen in den Versuchsbedingungen wurde die Aufnahme der Fig. 3 erhalten (Frequenz = 9600 kHz). Hier sind die Streifen teilweise wesentlich schlechter sichtbar als in Fig. 2, was offenbar daher röhrt, dass die Modulation der Lichtintensität durch die Schallwelle w_1 nun schwächer und ausserdem nicht über das ganze Gesichtsfeld gleich ist. Dies ist auch verständlich:

¹⁾ R. BÄR, Helv. Phys. Acta **9**, 617 (1936).

Zur vollständigen Modulation ist natürlich in diesem Falle notwendig, dass der Querschnitt des Lichtstrahls an der Stelle, wo der Strahl die Welle w_1 durchsetzt, in der Fortpflanzungsrichtung der Schallwelle klein gegenüber deren Wellenlänge λ ist. (Bei den Versuchen im parallelen Licht [§§ 3 und 4] ist die Anwendung eines derart schmalen Spaltes nicht notwendig; die Streifen, die nach dem Durchgang des Lichtstrahls durch die Schallwelle im Licht auftreten, bleiben hier noch bei recht breitem Spalt sichtbar.) Diese Bedingung lässt sich mit einem Spalt natürlich leichter realisieren als mit einer Lochblende. Man kann übrigens den Versuch auch so ausführen, dass man an der Stelle D einen engen Spalt verwendet und dessen Bild D' mit einer Linse auf eine

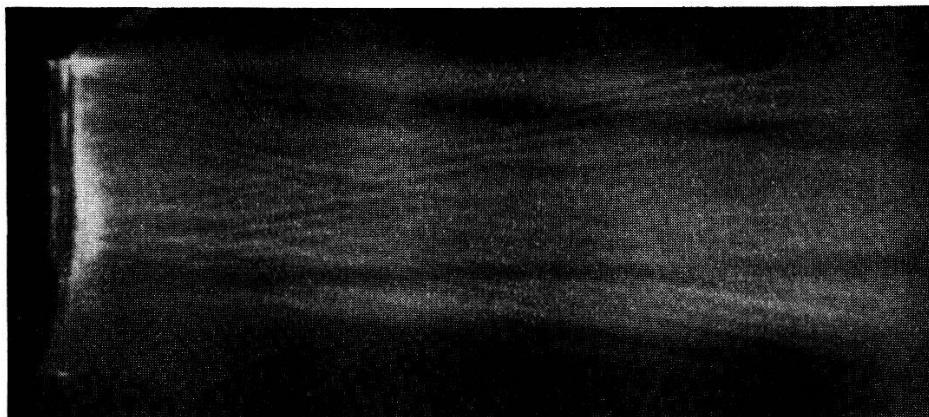


Fig. 3.

Gleiche Aufnahme wie Fig. 2 für Schallwelle von 9600 kHz, unter Verwendung einer punktförmigen Lichtquelle und bei Wegblendung des nichtabgebeugten Lichts (Schlierenaufnahme).

Lochblende abbildet, die dann als stroboskopische Lichtquelle dient. Diese Versuchsanordnung liefert schärfere Streifen, ist aber dafür wesentlich lichtschwächer.

Um schliesslich noch zu zeigen, dass mit dem Stroboskop auch mehrere in beliebigen Richtungen senkrecht zum Lichtstrahl fortschreitende Schallwellen aufgenommen werden können, ist in Fig. 4 das Bild wiedergegeben, das man erhält, wenn eine reflektierende Glasplatte schräg in den Schallstrahlengang gestellt wird. Die Chladnifigur ist hier nicht so deutlich zu sehen, da die Versuchsanordnung eine etwas veränderte war. Auf eine Diskussion des Wellenbildes kann verzichtet werden, da mehrfache Reflexionen dasselbe unübersichtlich machen und weil ASBACH, BACHEM und HIEDEMANN¹⁾ mit der Kerrzelle als Stroboskop und einem Spalt als Lichtquelle (also keine Chladnifigur sichtbar) schon ähnliche Aufnahmen ausgeführt haben.

¹⁾ H. R. ASBACH, CH. BACHEM und E. HIEDEMANN, Zeitschr. f. Phys. **88**, 395 und **91**, 418 (1934).

§ 7.

Von Interesse ist jetzt noch die Frage nach dem Anwendungsbereich des hier beschriebenen Stroboskopes. Was zuerst das Frequenzgebiet betrifft, in dem die Versuchsanordnung verwendbar ist, so dürfte die untere Grenze bei etwa 1000 kHz liegen, weil bei noch kleineren Frequenzen die durch die Schallwelle verursachte Krümmung des Lichtstrahls, die ja die Modulation der Lichtintensität erzeugt, voraussichtlich zu schwach wird. Die obere Grenzfrequenz wird vielleicht bei 20,000 kHz liegen, da es wahrscheinlich nicht möglich ist, für wesentlich grössere Fre-

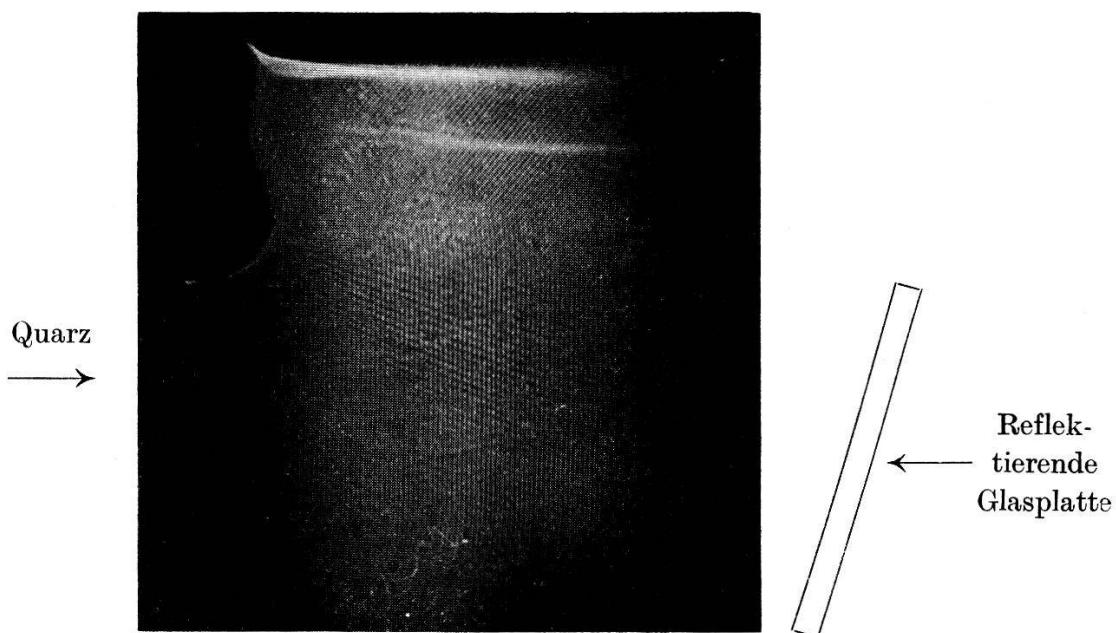


Fig. 4.

Stroboskopische Aufnahme der vom Piezoquarz emittierten und der an einer Glasplatte reflektierenden Schallwelle (7220 kHz).

quenzen Schallwellen von hinreichender Intensität zu erzeugen. Übrigens ist auch die erwähnte, von BECKER, HANLE und MAERCKS angegebene Methode der Lichtmodulation wohl nur im ungefähr gleichen Frequenzbereich anwendbar.

Was jetzt die Frage nach der Brauchbarkeit der Methode auch für andere Zwecke als den der Sichtbarmachung der Ultraschallwellen angeht, so liegen hierüber noch keine Erfahrungen vor. Die Vorteile, die das von BECKER und Mitarbeitern beschriebene Stroboskop gegenüber der KERR-Zelle aufweist, dürfte auch das hier angegebene besitzen; darüber hinaus sind wohl noch als Verbesserungen zu bezeichnen: a) das Licht wird unabhängig von der Intensität der Schallwelle angenähert nur mit

einer Frequenz moduliert; b) diese Frequenz ist diejenige der Schallwelle selbst und nicht deren Oktav.

Die von MAERCKS¹⁾ am Schlusse der schon erwähnten Arbeit kurz angegebene Methode zur Lichtmodulation hat mit der hier beschriebenen eine gewisse Ähnlichkeit²⁾ und besitzt auch die unter a) und b) aufgeführten Vorteile; der wesentliche Nachteil der Maercks'schen Anordnung ist, dass nur ein kleiner Bruchteil des von den Schallwellen abgebeugten Lichts durch den Stroboskopspalt austritt (die Verwendung vieler, in Abständen der Schallwellenlänge angebrachter, Spalte scheint doch recht kompliziert).

§ 8.

Nachtrag (30. X. 30): *Über die Lage der Beugungsspektren bei schiefer Inzidenz des Lichtes auf eine Schallwelle.*

Zu dem Versuch des § 4, bei dem das Licht auf die eine Schallwelle schief auffällt, soll noch eine Bemerkung gemacht werden, die mit den hier behandelten stroboskopischen Erscheinungen nicht im Zusammenhang steht.

Dadurch, dass bei schräger Inzidenz des Lichtes die Schallwelle so wirkt, als ob ihre Wellenlänge $= \lambda/\cos \psi$ wäre, ändert sich natürlich auch der Abstand der Beugungsspektren gegenüber demjenigen bei senkrechter Inzidenz. Bezeichnet $\vartheta_{\pm n}$ den Winkel, um den das $\pm n^{\text{te}}$ Beugungsspektrum gegenüber der Einfallsrichtung abgelenkt ist, so geht die für senkrechte Inzidenz gültige Gleichung $\sin \vartheta_{\pm n} = \pm n \lambda_L/\lambda$ über in

$$\sin \vartheta_{\pm n} = \pm n \lambda_L \cos \psi/\lambda \quad (\lambda_L = \text{Lichtwellenlänge}). \quad (1)$$

Diese Gleichung, welche also die Lage der Beugungsspektren bei schräger Inzidenz angibt, sei hier erwähnt, weil sie vielleicht nicht allgemein bekannt³⁾ ist und auch nie experimentell geprüft wurde. Es findet sich im Gegenteil in der Literatur gelegentlich die Angabe, dass auch bei schräger Inzidenz dieselbe Formel gilt, wie für das Strichgitter, nämlich $\sin(\vartheta_{\pm n} + \psi) - \sin \psi = \pm n \lambda_L/\lambda$. Tatsächlich hat man aber nur im Falle der senkrechten Inzidenz Übereinstimmung.

¹⁾ O. MAERCKS, Phys. Zeitschr. **37**, 562 (1936).

²⁾ Alle hier beschriebenen Versuche waren, als ich von dieser Arbeit Kenntnis erhielt, abgeschlossen.

³⁾ Die Gleichung findet sich, allerdings nur in Worten und daher schlecht sichtbar, bei C. V. RAMAN und N. S. NAGENDRA NATH (Proc. Ind. Acad. Sci. (A) **3**, 459, 1936).

Fällt das Licht unter dem Glanzwinkel $\psi_G = \vartheta_{+n}/2$ auf das Schallgitter auf, so geht (1) über in

$$\sin 2 \psi_G = + n \lambda_L \cos \psi_G / \lambda.$$

Also wird

$$2 \sin \psi_G = + n \lambda_L / \lambda. \quad (2)$$

Dies ist bekanntlich die BRAGG'sche Gleichung. Tatsächlich erscheint, wie eine Reihe von Autoren experimentell und NAGENDRA NATH¹⁾ theoretisch gezeigt haben, im Glanzwinkel das in die $+ n^{\text{te}}$ Ordnung gebeugte Spektrum besonders stark und mit umso gröserer Intensität, je höher die Ultraschallfrequenz ist.

Physikalisches Institut der Universität Zürich.

¹⁾ N. S. NAGENDRA NATH, Proc. Ind. Acad. Sci. (A) **4**, 222, 1936.