Über einige Demonstrationsversuche zur Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen

Autor(en): **Bär, R.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **6 (1933)**

Heft VIII

PDF erstellt am: **20.04.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-110285

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Über einige Demonstrationsversuche zur Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen

von **R. Bär.**

(24. X. 33.)

Inhalt: § 1. Es werden Aufnahmen der bei der Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen entstehenden Beugungsspektren reproduziert. Dieselben zeigen, dass die Intensität, mit der das einzelne Beugungsspektrum auftritt, eine Funktion der Ordnungszahl ist, die Maxima und Minima aufweist. Die Lage dieser Maxima und Minima ist abhängig von der Intensität des Schallstrahls, vom Wert des Verhältnisses $\frac{\text{Schallwellenlänge}}{\text{Lichtwellenlänge}}$ und von der Länge der Strecke, die der Lichtstrahl innerhalb der Schallwelle verläuft. §§ 2 und 3. Mit der von Bär und Meyer beschriebenen Versuchsanordnung zur Aufnahme von Ultraschallwellenfeldern in Flüssigkeiten wird die Beugung einer Welle an einem Drahtgitter und die Brechung und Reflexion eines Ultraschallstrahls an der Grenzfläche zweier Flüssigkeiten untersucht.

§ 1. *Abhängigkeit der Beugungserscheinung von der Schallwellenlänge, von der Schallintensität und vom Durchmesser des Schallstrahls.* Kürzlich wurde von Bär und Meyer[1]) eine Versuchsanordnung zur Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen in Flüssigkeiten beschrieben, die gegenüber der ursprünglichen, von Debye und Sears[2]) sowie Lucas und Biquard[3]) angegebenen, gewisse Vorteile bietet. Hier sollen nun weitere Demonstrationsversuche über die Lichtbeugung an Ultraschallwellen mitgeteilt werden. Zunächst seien einige Versuche beschrieben, die zeigen, dass die entstehende Beugungserscheinung abhängig ist sowohl von der Intensität und der Wellenlänge des Ultraschallstrahls als auch von der Länge der Strecke, auf welcher das Licht im Schallstrahl verläuft. Diese Versuche wurden mit der Anordnung von Debye-Lucas ausgeführt. Im folgenden werden dann noch einige Versuche über Reflexion, Brechung und Beugung von Schallwellen beschrieben, bei denen also die Lichtbeugung nur als Nachweis des Vorhandenseins der Schallwellen dient. Hierzu wurde die modifizierte Anordnung von Bär und Meyer verwendet.

Bei Betrachtung der von Lucas und Biquard publizierten Aufnahmen von Beugungsbildern fällt auf, dass auf zwei solchen

[1]) R. Bär u. Edgar Meyer, Phys. ZS. **34**, 393, 1933.

[2]) P. Debye u. F. W. Sears, Proc. Nat. Acad. Sc. **18**, 409, 1932.

[3]) R. Lucas u. P. Biquard, Journ. de Phys. et Rad. **3**, 464, 1932.

Aufnahmen die Spektren erster Ordnung lichtstärker sind als dasjenige der nullten Ordnung (vgl. a. a. O. Bild A und B). Es zeigt sich damit auf diesen Bildern ein Effekt angedeutet, der erst gut sichtbar wird, wenn man zur Lichtbeugung ein angenähert paralleles Strahlenbündel verwendet und ausserdem dafür Sorge trägt, dass sämtliche Lichtstrahlen dieses Bündels auf gleich langen Wegstrecken durch die Schallwelle hindurchgehen. Dann sieht man nämlich, dass in der nun entstehenden Beugungserscheinung die Verteilung der Lichtintensität auf die Beugungsspektren der verschiedenen Ordnungen nicht einfach in einem monotonen

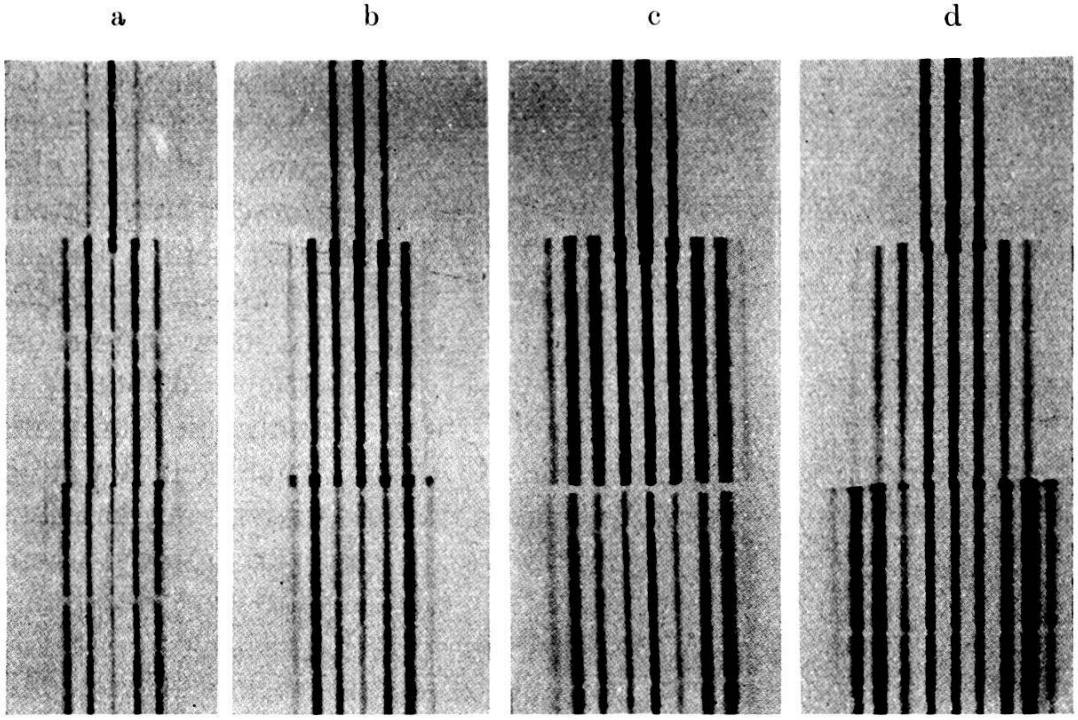


Fig. 1.
Abhängigkeit der Beugungserscheinung von der Ultraschallintensität. Die Bilder a—d sind mit verschiedenen Ultraschallwellenlängen aufgenommen.

Abfall von der nullten zu den höheren Ordnungen besteht, sondern dass die Intensität, mit der das einzelne Beugungsspektrum auftritt, eine Funktion der Ordnungszahl ist, die mehrere Maxima und Minima aufweist. Die genauere Form dieser Funktion wird aus den im Folgenden wiedergegebenen Aufnahmen ersichtlich.

Wir wollen zuerst zeigen (vgl. Fig. 1), wie die unter den angegebenen Versuchsbedingungen entstehende Beugungserscheinung von der Intensität und der Wellenlänge des Ultraschallstrahls abhängt. Der zur Erzeugung der Schallwellen benutzte Piezoquarz (näheres vgl. [1]) war für eine elektrische Wellenlänge von 40 m geschliffen, er konnte aber in einem relativen Frequenzbereich von 30% zum Schwingen gebracht werden. Die vier

Bilder a—d stellen Beugungserscheinungen bei vier verschiedenen Wellenlängen dar und jedes einzelne Bild besteht wieder aus drei Aufnahmen, die die Beugungserscheinung bei drei verschiedenen Stärken der Schallintensität zeigen. Bei der kleinsten Schallintensität (oberste Aufnahme) tritt nur das erste Beugungsspektrum auf, und zwar mit einer Intensität, die klein ist gegen diejenige des unabgelenkten Lichtstrahls. Mit zunehmender Schallintensität (mittlere Aufnahme) kommen Spektren höherer Ordnung hinzu und es machen sich schon Anomalien in der Stärke der einzelnen Beugungsspektren bemerkbar (vgl. besonders Bild 1a). Bei der grössten Schallintensität (unterste Aufnahme) sind diese Anomalien dann sehr stark ausgebildet: Auf den Bildern a und b ist die nullte Ordnung wesentlich schwächer als einige Spektren höherer Ordnung, d. h. es ist fast die ganze Lichtintensität aus dem unabgekenkten Lichtstrahl in die Beugungsspektren abgewandert. Einen andern Typus der Beugungserscheinung stellen die Bilder *c* und *d* dar. Hier nimmt die Intensität beim Übergang von der nullten zu den höheren Ordnungen zuerst ab und dann wieder zu, sodass ein Intensitätsminimum in der ersten oder zweiten Ordnung auftritt. Aus dem gegenseitigen Abstand der Beugungsspektren in den verschiedenen Aufnahmen kann man schon sehen, dass die Schallwellenlängen, bei denen sich Beugungsbilder wie a und b ergaben, grösser waren als diejenigen, bei denen Bilder wie c und d zustande kamen. Nun ist für die entstehende Beugungserscheinung natürlich nicht der Absolutwert der Schallwellenlänge massgebend sondern nur das Verhältnis von Schall- und Lichtwellenlänge; daher muss ein ähnlicher Unterschied im Charakter der Beugungserscheinungen wie derjenige, welcher beim Vergleich der Bilder a und b einerseits und c und d anderseits sichtbar ist, auch auftreten zwischen einer Beugungserscheinung vom letzteren Typus und derjenigen, in welche dieselbe übergeht, wenn man die Schallwellenlänge konstant hält und die Lichtwellenlänge vergrössert. Dies ist in der Tat der Fall und bei Benutzung eines Kohlebogens als Lichtquelle durch Einschalten eines Rot- bzw. Violettfilters leicht zu demonstrieren. Um die Erscheinung photographisch festzuhalten, wurden ein Blaufilter und ein Ultraviolettfilter (Durchlässigkeitsmaxima bei ca. 4750 Å bzw. 3650 Å) verwendet. Die resultierenden Beugungserscheinungen sind in Fig. 2 wiedergegeben. In der oberen Hälfte, die mit dem Blaufilter erhalten wurde, hat man ungefähr dieselbe Intensitätsverteilung wie in Fig. 1c, in der untern Hälfte, die durch das Ultraviolettfilter aufgenommen wurde, ist die Beugungserscheinung ähnlich derjenigen in Fig. 1a.

Man sieht also, dass nicht nur die einzelnen Beugungsspektren mit ganz verschiedener Intensität auftreten, sondern dass die Verteilung der Intensität auf die einzelnen Ordnungen auch noch für die verschiedenen Spektralfarben eine ganz verschiedene ist. Man kann dies übrigens auch schon bei Verwendung von ungefiltertem, weissen Licht gut sehen; die nullte Ordnung ist dann nicht weiss, sondern gefärbt, und in den Spektren der verschiedenen Ordnungen treten die einzelnen Spektralfarben mit ganz verschiedener Intensität auf.

Die elementare Theorie kann bekanntlich alle diese Erscheinungen nicht erklären, sie gibt ja nicht einmal von dem Entstehen der Beugungsspektren zweiter und höherer Ordnung Rechen-

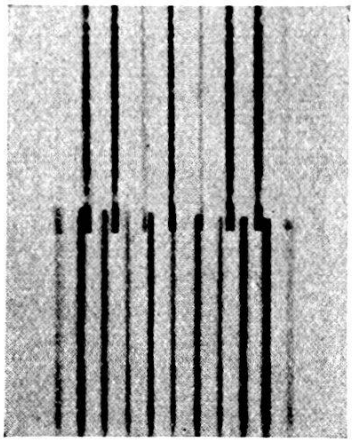


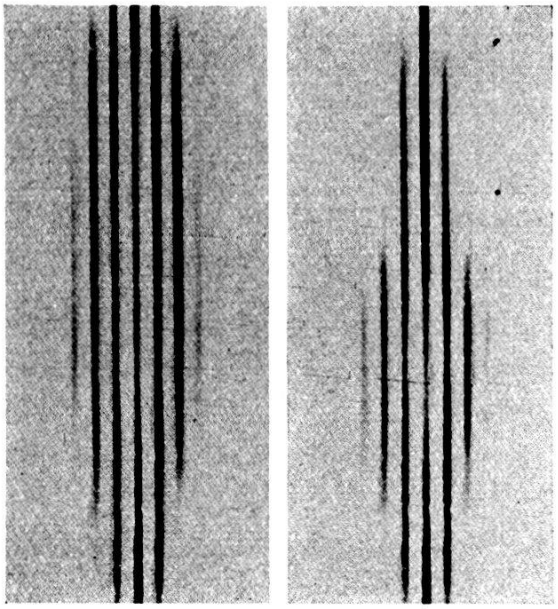
Fig. 2.
Abhängigkeit der Beugungserscheinung von der Lichtwellenlänge: blaues Licht (ca. 4750 Å) oben, ultraviolettes Licht (ca. 3650 Å) unten.

schaft. Es stellt sich daher die Frage, welche der vereinfachenden Annahmen dieser Theorie fallen gelassen werden muss. Nach Brillouin[1]) ist es diejenige, dass die Lichtmenge, die durch Beugung aus dem unabgelenkten Lichtstrahl in die höheren Ordnungen abgespaltet wird, klein ist gegen die in der nullten Ordnung verbleibende. Dass diese Annahme tatsächlich nicht gerechtfertigt ist, zeigen die Aufnahmen von Lucas und Biquard und noch deutlicher die hier wiedergegebenen. Die neue Brillouin'sche Theorie vermag nun nicht nur die Existenz der Spektren höherer Ordnung zu erklären, sondern sie gibt voraussichtlich auch Rechenschaft von dem Auftreten jener Periodizitäten in der Intensitätsverteilung dieser Spektren, die aus den Figg. 1 und 2 ersichtlich ist. Die Entstehung der Spektren höherer Ordnung kann man folgendermassen anschaulich machen: Der in die Schallwelle ein-

[1]) L. Brillouin, La Diffraction de la Lumière par des Ultra-sons (actualités scientifiques et industrielles No. 59), Herrmann & Cie, Paris 1933.

tretende Lichtstrahl spaltet sich zuerst in die -1^{te}, 0^{te} und $+1^{te}$ Ordnung auf; beim weiteren Traversieren der Schallwelle spaltet sich der Lichtstrahl der -1^{ten} Ordnung auf in die -2^{te}, -1^{te} und 0^{te} Ordnung und entsprechendes geschieht mit den beiden anderen Lichtstrahlen. Dieser Vorgang wiederholt sich nun solange als die Lichtstrahlen in der Schallwelle verlaufen.

Das Aussehen der Beugungserscheinung hängt nach dieser Theorie daher wesentlich ab vom Durchmesser des Schallstrahlenbündels, d. h. von der Länge l der Strecke, auf welcher der Lichtstrahl in der Flüssigkeit durch die Schallwelle hindurch-



a b

Fig. 3.

Abhängigkeit der Beugungserscheinung von der Länge der Strecke, die der Lichtstrahl in der Schallwelle zurücklegt. In b ist im obern Teil diese Strecke auf die Hälfte verkleinert.

geht. Diese Abhängigkeit lässt sich experimentell leicht demonstrieren. Fig. 3a ist eine Aufnahme der Lichtbeugung an Schallwellen in Xylol. Um den Einfluss der Grösse von l auf die Beugungserscheinung zu zeigen, ist in Fig. 3b im oberen Teile des Bildes diese Strecke auf etwa die Hälfte verkleinert, dadurch dass eine in die Flüssigkeit gesenkte Glasplatte in diesem oberen Teil die Hälfte des Schallstrahls abfängt. Man sieht schön, dass sich dann die Beugungsbilder höherer Ordnung und das starke Abwandern der Intensität aus der nullten Ordnung nicht ausbilden können.

Dieser Versuch gibt wohl sicher auch die Erklärung dafür, dass auf den bisher publizierten Aufnahmen von Beugungserscheinungen fast immer die nullte Ordnung die stärkste war und in

den höheren Ordnungen die Periodizitäten in der Intensitätsverteilung nicht auftraten. Damit man nämlich eine definierte Beugungserscheinung erhält, muss natürlich das ganze Lichtstrahlenbündel dieselbe Strecke l in der Schallwelle zurücklegen. Dies ist leicht zu erreichen, wenn man, wie dies hier der Fall war, eine punktförmige Lichtquelle (Kohlebogenlampe) verwendet und mit dieser ein paralleles Lichtstrahlenbündel erzeugt. Wenn man dagegen, wie DEBYE-SEARS bzw. LUCAS-BIQUARD, eine Quecksilberlampe benutzt, ist ein paralleles Strahlenbündel schwer herstellbar. Dann erhält man eine definierte Beugungserscheinung nur, wenn man vor und hinter dem Trog mit der Flüssigkeit enge

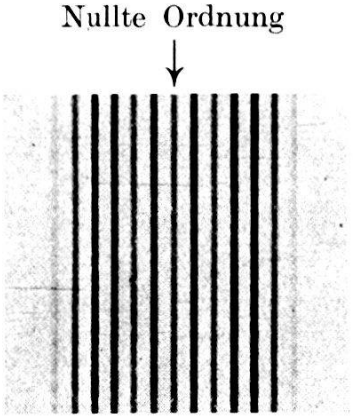


Fig. 4.
Beugungserscheinung bei Verwendung von mono chromatischem Licht (Hg-Linie 3650 Å).

Diaphragmen anbringt und damit ein Lichtstrahlenbündel ausblendet, für dessen sämtliche Strahlen l denselben Wert hat. Dies ist natürlich mit einer beträchtlichen Einbusse an Lichtintensität verbunden, was wohl der Grund dafür ist, dass die Vorsichtsmassregel zu wenig beachtet wurde. Wenn man solche Blenden trotzdem benutzt, erhält man mit einer Hg-Lampe aber noch schönere Beugungsbilder als mit dem kontinuierlichen Licht des Kohlebogens. Dies zeigt Fig. 4, in der die Aufnahme einer Beugungserscheinung mit der Linie 3650 Å wiedergegeben ist.

§ 2. *Beugung der Ultraschallwellen an einem Drahtgitter.* Was nun die Versuche mit der von Bär und Meyer angegebenen Anordnung betrifft, so konnte die verwendete Optik und damit die Qualität der Bilder von Schallwellenfeldern noch etwas verbessert werden. Um das Flüssigkeitsgebiet, dessen Wellenfeld auf einer einzigen Aufnahme erhalten werden kann, möglichst gross zu machen, wurde als Kondensorlinse diejenige einer Zeiss'schen Projektionsbank genommen. In die Schienen des Konden-

sorstativs, die sonst zur Führung des Schlittens mit den Diapositiven dienen, wurde der Kartonschirm mit den Lochblenden eingeschoben, der dann eine Projektionsfläche bis zu 8×8 cm haben konnte. Das Lochmuster war dasjenige eines quadratischen Gitters mit besetzten Mittelpunkten; die Kantenlänge betrug 4 mm. Als Projektionslinse diente das Objektiv eines Epiprojektionsapparates von Leitz (Brennweite 40 cm, Durchmesser 10 cm). Der Abstand Kartonschirm—Projektionslinse betrug 60 cm, sodass ein zweifach vergrössertes Bild des Lochblendenmusters auf dem Projektionsschirm entstand. Der Flüssigkeits-

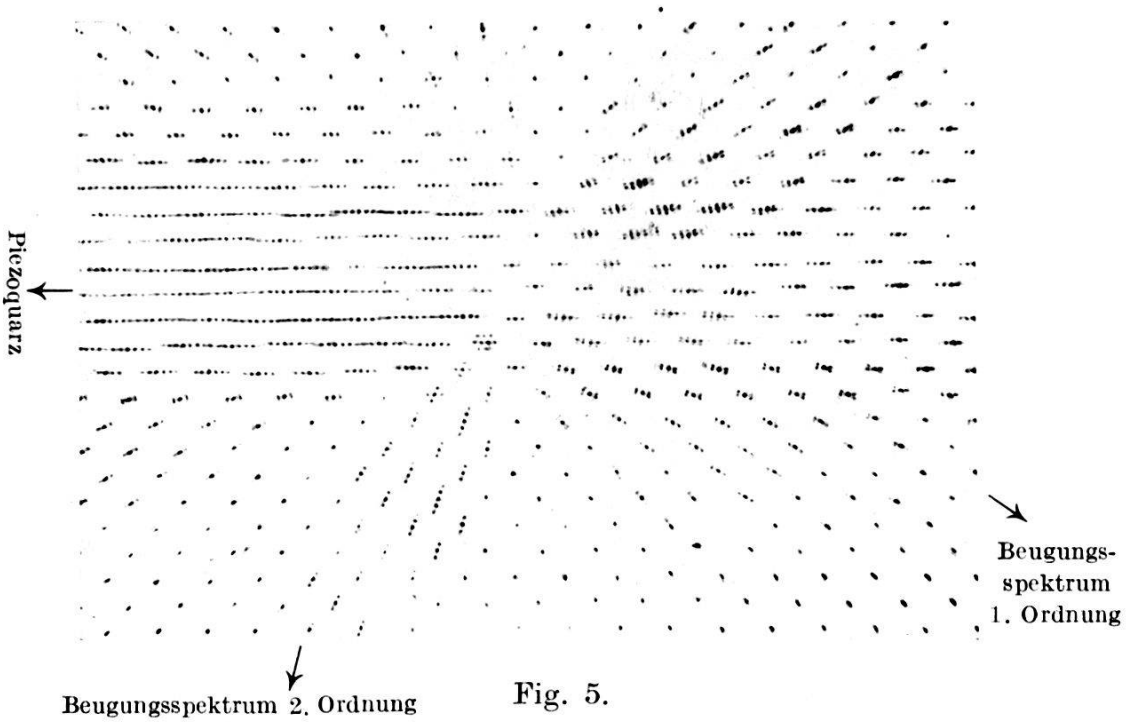


Fig. 5.
Beugung einer Ultraschallwelle an einem Drahtgitter.

trog stand ungefähr in der Mitte zwischen Kartonschirm und Projektionslinse; das durchstrahlte Flüssigkeitsgebiet hatte dann eine Fläche von 7×7 cm. In Fig. 5 ist das Bild der Beugung der Schallwellen an einem Drahtgitter wiedergegeben (Gitterkonstante 0,04 cm, Drahtdurchmesser 0,02 cm). Die Schallwellen treten in der Fig. von links ein und treffen auf das in der Mitte befindliche Gitter, dessen Drähte senkrecht zur Bildebene stehen. Man sieht, dass im durchgehenden Schallstrahl neben dem Spektrum nullter dasjenige erster Ordnung besonders intensiv auftritt, was auch aus den hinter dem Gitter sichtbaren Kreuzgitter-Interferenzen erkennbar ist. Ausserdem ist noch das Spektrum zweiter Ordnung, aber relativ viel schwächer, ausgebildet. In Reflexion ist es gerade umgekehrt: hier ist die zweite Ordnung stärker als die erste.

§ 3. *Brechung und Reflexion von Ultraschallstrahlen.* Sehr leicht lässt sich die Aufspaltung eines Schallstrahls in einen gebrochenen und einen reflektierten Strahl an der Trennungsfläche zweier Flüssigkeiten mit verschiedener Schallfortpflanzungsgeschwindigkeit demonstrieren. Fig. 6 zeigt die Erscheinung an der Trennungsfläche p-Xylol (oben) — Wasser (unten). Mit einigen Flüssigkeiten[1]), die mit Wasser eine besonders kleine gegenseitige Löslichkeit haben, wurden solche Versuche ange-

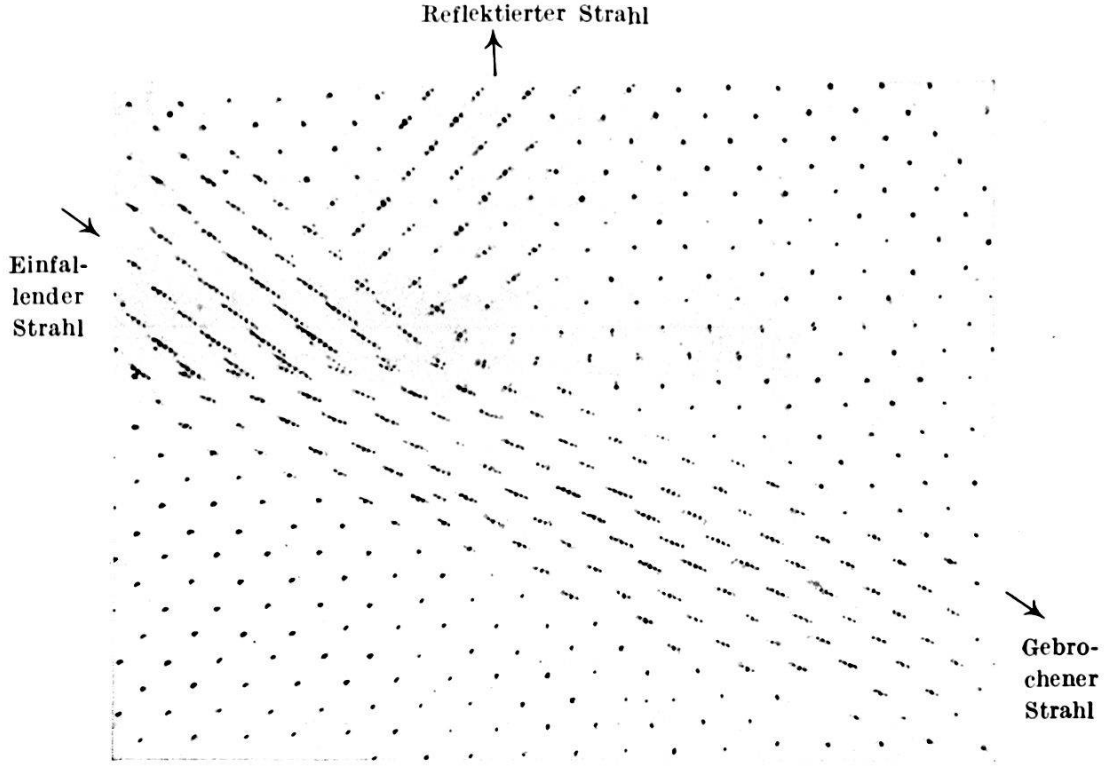


Fig. 6.
Brechung und Reflexion eines Ultraschallstrahls an der Grenzfläche p-Xylol (oben) — Wasser (unten). Einfallswinkel = 53,5°.

stellt, um aus dem Schallbrechungsexponenten die relative Schallgeschwindigkeit, bezogen auf Wasser, für diese Flüssigkeiten zu bestimmen. Die Versuche wurden immer für eine Reihe verschiedener Einfallswinkel durchgeführt; die Resultate sind in Tab. 1 zusammengestellt. Als Schallgeschwindigkeit des Wassers

[1]) Eine der hier in Betracht kommenden Flüssigkeiten ist der Schwefelkohlenstoff. Die Versuche waren aber mit dieser Substanz nicht durchführbar, weil die Ultraschallwellen darin eine so starke Dämpfung erfahren, dass schon nach 1 cm Wegstrecke keine Lichtinterferenzen mehr sichtbar sind. Dass Ultraschallwellen nicht nur in Gasen, sondern auch in Flüssigkeiten viel stärker gedämpft werden, als nach der klassischen Theorie zu erwarten ist, hat kürzlich P. Biquard (Compt. Rend. **197**, 309, 1933) gezeigt. Offenbar ist der von Biquard gefundene Effekt in Schwefelkohlenstoff noch viel stärker als in allen andern bisher untersuchten Flüssigkeiten.

wurde bei 20° C der Wert 1494 und bei 21° C der Wert 1497 m/sec[1]) zugrunde gelegt. In der letzten Kolonne der Tabelle sind zum Vergleich noch aus den Tabellen von Landolt-Börnstein zusammengestellte Versuchsresultate früherer Autoren, die entweder mit Hörfrequenzen oder mit niedrigeren Ultraschallschwingungen gearbeitet haben, angegeben.

Zu dieser Tabelle ist folgendes zu bemerken: Die Übereinstimmung zwischen den früher gemessenen Werten und den aus unseren Versuchen sich ergebenden ist für Benzol, Toluol und Tetrachlorkohlenstoff hinreichend gut und zeigt, dass mit dieser einfachen Methode brauchbare Resultate erhalten werden können. Die für die drei Xylole gefundenen Werte stimmen untereinander innerhalb der Fehlergrenzen von ca. 2% überein; sie sind dagegen

Tabelle 1.

Ultraschallgeschwindigkeit für $7{,}5 \cdot 10^6$ Hz bei 20° C

Flüssigkeit	Ultraschallgeschwindigkeit	
	aus Schallbrechung	früher gemess. Wert
Benzol	1310 m/sec	1324 m/sec
Toluol	1297	1327
Tetrachlorkohlenstoff	926	935
o-Xylol	1345*	
p-Xylol	1333	1165
m-Xylol	1330*	

* Messung bei 21° C.

unverträglich mit dem einzigen bisher bekannten Wert, der sich auf Messungen mit Hörfrequenz an einem Isomerengemisch bezieht. Es ist nicht wahrscheinlich, dass diese Diskrepanz auf eine reelle Änderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit der Frequenz zurückzuführen ist: Erstens gab eine Änderung der Ultraschallwellenlänge um 20% keine nachweisbare Änderung des Schallbrechungsindex, und zweitens spricht gegen diese Annahme die bei den drei anderen Flüssigkeiten gefundene Übereinstimmung. Wir glauben daher, dass der Unterschied durch Messfehler zu erklären ist und dass die mit der hier angewandten Methode erhaltenen Resultate die zuverlässigeren sind[2]).

[1]) Vgl. J. C. Hubbard und A. L. Loomis, Phil. Mag. **5**, 1177, 1928.

[2]) Dieser Schluss wird bestätigt durch eine nach Abschluss der Arbeit erschienene Mitteilung von L. Bergmann (Phys. ZS. **34**, 761, 1933), in der als Ultraschallgeschwindigkeit in Xylol zwischen 1—$25 \cdot 10^6$ Hz bei 25° C der Wert 1288 m/sec gefunden wurde.

Wenn man den Einfallswinkel des Schallstrahls variiert, so kann man auch die damit verbundene Änderung des Reflexionskoeffizienten gut demonstrieren. Ein Mass für die Grösse desselben gibt nämlich die Stärke der Kreuzgitterinterferenzen, die dann in dem Flüssigkeitsgebiet, wo sich der einfallende und der reflektierte Schallstrahl überlagern, auftreten. Zum Vergleich mit Fig. 6, in der der Einfallswinkel 53,5° beträgt, ist in Fig. 7 eine Aufnahme der Schallbrechung bei einem Einfallswinkel von 62°

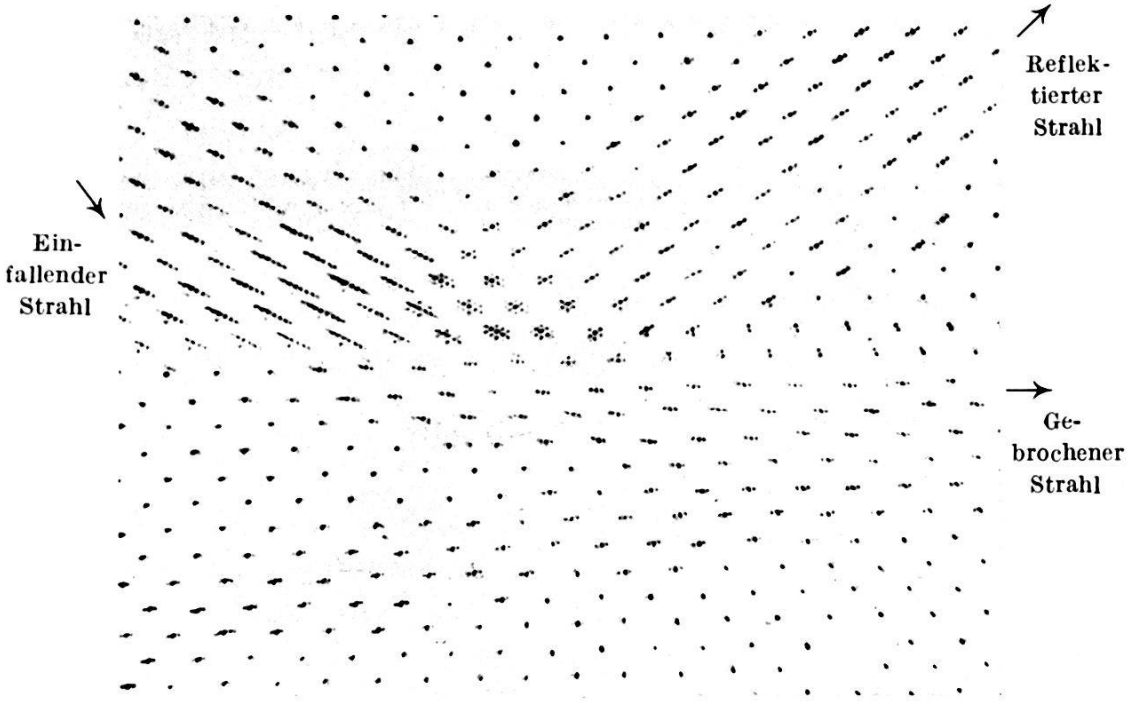


Fig. 7.
Brechung und Reflexion eines Ultraschallstrahls an der Grenzfläche p-Xylol (oben) — Wasser (unten). Einfallswinkel = 62°.

wiedergegeben. Als Amplitudenverhältnis von reflektiertem und einfallendem Strahl berechnet sich für 53,5° der Wert 0,145, für 62° der Wert 0,55. Im untern Teile der Aufnahme der Fig. 7 ist noch ein Schallstrahl sichtbar, der durch Reflexion der gebrochenen Schallwelle an der Wand des Glastrogs entsteht. Falls solche Reflexionen unerwünscht sind, können sie leicht fast vollständig unterdrückt werden, indem man die reflektierenden Stellen der Glaswand mit Papier beklebt.

Zusammenfassung.

§ 1. Es werden Demonstrationsversuche beschrieben, die zeigen, dass die bei der Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen entstehenden Beugungsspektren nicht mit wachsender Ordnung immer lichtschwächer werden, sondern als Funktion dieser Ordnungszahl gewisse periodische Intensitätsänderungen aufweisen.

Diese Periodizitäten sind ausser von der Intensität der Schallwelle und vom Verhältnis $\frac{\text{Lichtwellenlänge}}{\text{Schallwellenlänge}}$ auch vom Durchmesser des Schallstrahls abhängig, d. h. von der Länge der Strecke, die das Licht im Schallstrahl zurücklegt. Sie werden daher nur sichtbar, wenn man zur Beugung ein angenähert paralleles Lichtbündel verwendet und mit Hilfe von Blenden dafür sorgt, dass die einzelnen Strahlen des Bündels alle gleich grosse Strecken innerhalb der Schallwelle durchlaufen.

§ 2. Die beim Auftreffen des Schallstrahls auf ein Drahtgitter entstehende Beugungserscheinung wird mit einer gegen früher verbesserten Versuchsanordnung aufgenommen.

§ 3. Es werden Versuche über die Brechung und Reflexion des Schalles an der Grenze zweier verschiedener Flüssigkeiten beschrieben. Die relative Schallfortpflanzungsgeschwindigkeit, bezogen auf Wasser, wird für Frequenzen von ca. $7{,}5 \cdot 10^6$ Hz in Benzol, Toluol und Tetrachlorkohlenstoff sowie in o-, p- und m-Xylol bestimmt. In den drei zuerst genannten Flüssigkeiten stimmen die Versuchsresultate innerhalb der Fehlergrenzen mit denjenigen früherer Autoren, die bei niedrigeren Frequenzen gearbeitet haben, überein. Bei den Xylolen ist der hier gefundene Wert um 15% grösser als der bisher angenommene, was wohl auf Fehler in der früheren Messung zurückzuführen ist.

Physikalisches Institut der Universität Zürich.