



HAL
open science

Propriétés optiques des milieux solides et liquides soumis aux vibrations élastiques ultra sonores

René Lucas, Pierre Biquard

► **To cite this version:**

René Lucas, Pierre Biquard. Propriétés optiques des milieux solides et liquides soumis aux vibrations élastiques ultra sonores. *Journal de Physique et le Radium*, 1932, 3 (10), pp.464-477. 10.1051/jphys-rad:01932003010046400 . jpa-00233115

HAL Id: jpa-00233115

<https://hal.science/jpa-00233115>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

PROPRIÉTÉS OPTIQUES DES MILIEUX SOLIDES ET LIQUIDES SOU MIS AUX VIBRATIONS ÉLASTIQUES ULTRA SONORES

Par MM. RENÉ LUCAS et PIERRE BIQUARD.

(Ecole de Physique et de Chimie de Paris.)

Sommaire. — Dans cet article sont décrites les principales propriétés optiques présentées par les milieux solides et liquides, soumis à des vibrations élastiques ultra sonores dont les fréquences s'étagent de 600 000 à 30 millions de période par seconde. Ces ultra sons ont été obtenus par la méthode de Langevin à l'aide de quartz piézo-électriques excités en haute fréquence. Dans ces conditions, et suivant les valeurs relatives des dimensions des longueurs d'onde élastiques, des longueurs d'onde lumineuses, et de l'ouverture du faisceau lumineux traversant le milieu étudié, différents phénomènes optiques sont observables.

Dans le cas des longueurs d'onde élastiques les plus petites allant jusqu'à quelques dixièmes de mm, on observe des figures de diffraction lumineuse analogues à celles d'un réseau lorsque les rayons lumineux incidents cheminent parallèlement aux plans d'ondes élastiques.

Lorsque la longueur d'onde élastique est plus grande, le phénomène précédent fait place à un phénomène d'étalement du faisceau de lumière par suite d'un effet de mirage des rayons lumineux.

Dans le cas où la section du faisceau lumineux est petite vis-à-vis de la longueur d'onde élastique, on observe un étalement du faisceau qui est dû, en réalité, à un balayage des rayons lumineux à la fréquence des ondes ultra sonores. La théorie de ces différents phénomènes est développée.

I. Introduction. — L'influence des vibrations élastiques des milieux sur leurs propriétés optiques a été étudiée de manière particulière par divers physiciens. Dans un travail théorique Einstein ⁽¹⁾ a examiné l'influence des fluctuations de densité des milieux fluides sur la diffusion de la lumière. Cette étude a été reprise et complétée par Léon Brillouin ⁽²⁾ qui envisagea de manière plus particulière l'influence des ondes élastiques sur la propagation des ondes électromagnétiques (lumière et rayons X). Ce dernier travail faisait prévoir, en dehors d'un effet de diffusion, l'existence de phénomènes de diffraction de la lumière. L'influence des ondes élastiques sur la diffraction des rayons X a été étudiée expérimentalement par G.-W. Fox et Percy H. Carr ⁽³⁾. Ces physiciens ont observé que les figures de Laue sont notablement plus intenses avec un quartz en vibration qu'avec le même quartz au repos. Récemment la mise en évidence de phénomènes de diffraction a été signalée, et de manière indépendante, par nous-mêmes ⁽⁴⁾ et par P. Debye et F. W. Sears ⁽⁵⁾, en utilisant les ondes élastiques produites dans les liquides par la méthode de Langevin à l'aide de quartz piézo électriques excités en haute fréquence. Nous avons pu obtenir les mêmes effets que ceux signalés pour les liquides en utilisant directement le quartz en vibration comme milieu optique perturbé par les ondes élastiques.

Un autre aspect de l'interaction des ondes ultra sonores et de la lumière a été également signalé par nous et correspond pour des ordres de grandeur déterminés entre les

⁽¹⁾ A. EINSTEIN. *Ann. der Phys.*, **33** (1910), p. 1275.

⁽²⁾ L. BRILLOUIN. *Ann. de Phys.*, **47** (1922), p. 88.

⁽³⁾ G.-W. FOX et P.-H. CARR. *Phys. Rev.*, **37** (1931), p. 1622.

⁽⁴⁾ *C. R.*, **194** (1932), p. 2132 et **195** (1932), p. 121.

⁽⁵⁾ P. DEBYE et F.-W. SEARS. *Proc. Nat. Acad. Sc.*, **18** (1932), p. 409.

dimensions du faisceau et les longueurs d'onde élastiques à un phénomène de mirage.

Ainsi se trouvent manifestées les propriétés optiques des milieux perturbés soit sous l'aspect de l'optique ondulatoire, soit sous l'aspect de l'optique géométrique.

II. Phénomènes de diffraction présentés par les liquides. — A. Dispositif expérimental. — Dans nos expériences, nous avons utilisé comme générateur de haute-fréquence soit un montage Hartley avec deux lampes à cornes E 4 (50 watts de dissipation anodique), soit un montage symétrique de Mesny avec deux lampes E 604 (250 watts de dissipation anodique). L'alimentation de ces lampes était assurée par des batteries d'accumulateurs. La figure 1 indique l'ensemble du montage réalisé. La cuve utilisée porte à sa

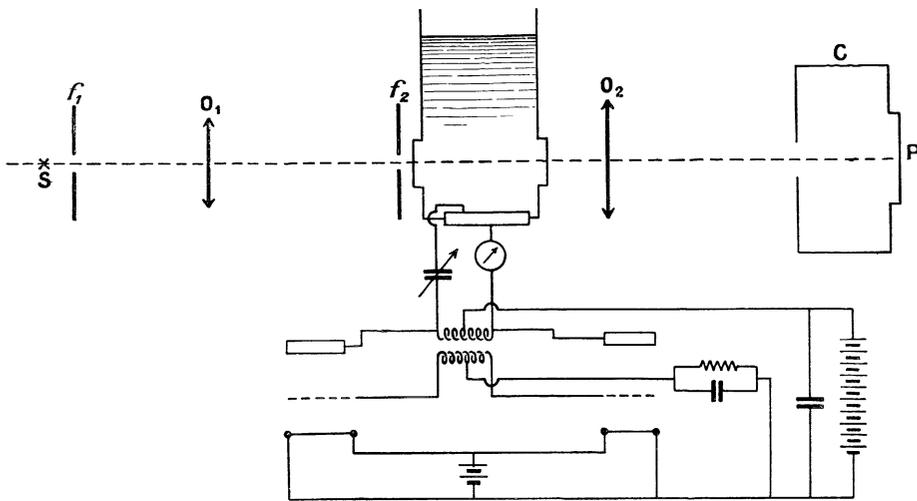


Fig. 1.

partie inférieure un quartz piézo électrique (diamètre 65 mm. épaisseur 1 mm. 798) ; disposé horizontalement ; l'une des faces métallisées est en contact avec le liquide, l'autre face étant dans l'air. La cuve porte deux fenêtres permettant le passage des rayons lumineux. Le faisceau de lumière parallèle est obtenu à l'aide d'un arc à charbon *S* (ou d'un arc à mercure de Cotton) placé devant une fente f_2 suivie d'un objectif O_1 . Un diaphragme f_1 d'ouverture réglable permet de délimiter une portion convenable du faisceau.

La lumière émergent de la cuve est reçue dans une chambre noire *C* munie d'un verre dépoli *P*. Le faisceau lumineux est admis à pleine ouverture, la fréquence d'excitation du quartz est choisie suffisamment élevée pour que la longueur d'onde élastique soit de l'ordre de quelques dixièmes de millimètre. On règle l'inclinaison de la cuve de manière à réaliser le parallélisme de l'axe du faisceau et du front d'onde ultra sonore. Afin de simplifier le montage nous avons utilisé l'objectif O_1 (foyer 59 cm) soit de manière à former une image conjuguée de f_1 sur *P* soit de manière à fournir une image de f_1 à l'infini. La distance PO_1 (2 à 3 mètres) étant relativement grande vis-à-vis de la distance focale de l'objectif, les franges avaient plus de netteté dans le premier cas sans que leurs positions fussent différentes de celles qui correspondaient au second cas.

B. Aspect des phénomènes de diffraction. — Dans les conditions décrites précédemment on peut observer sur la plaque *P* lors de l'émission des ultrasons, et symétriquement de chaque côté de la frange centrale non déviée, une série de franges de diffraction régu-

lièrement disposées et analogues à celles fournies par un réseau. En lumière blanche ces franges sont irisées (le bleu étant moins dévié que le rouge).

La photographie A reproduit les spectres obtenus avec les raies du mercure pour un milieu diffractant constitué par de l'éther de pétrole à 19°,5 et soumis à des ondes ultrasonores de $11,5 \cdot 10^6$ périodes par seconde. On peut distinguer de chaque côté de la frange centrale les spectres du premier et du second ordre des trois radiations 3663 Å, 4046 Å et 4358 Å. Les raies du spectre visible ne figurent pas par suite du manque de sensibilité de la plaque. (Distance de la cuve à la plaque : 2,26 m).

On peut constater qu'en lumière monochromatique les franges sont équidistantes. L'observation est particulièrement commode en prenant un arc à mercure comme source *S* et en mettant un écran isolant la raie verte ($\lambda = 5458$ Å) devant la plaque *P*. On peut se convaincre que ces effets de diffraction ne sont pas liés à l'existence d'ondes élastiques stationnaires par différents procédés qui sont les suivants :

Si l'on agite la surface libre du liquide, l'aspect des franges reste inchangé. De plus, si l'on modifie progressivement l'inclinaison de la cuve de manière à ce que la surface libre fasse un angle appréciable avec la face émettrice du quartz l'aspect des franges se modifie graduellement sans changement brusque. En ce qui concerne l'intensité des franges lumineuses on constate que si l'on accroît progressivement l'intensité des ondes ultrasonores les franges deviennent de plus en plus brillantes et nombreuses sans que la valeur de l'interfrange soit affectée. Il est intéressant d'obtenir toute une série de valeurs de fréquences ultra sonores à l'aide d'un même quartz excité sur ses harmoniques impairs successifs. Ainsi le quartz utilisé dans nos mesures a pu fournir des figures de diffraction pour les divers harmoniques allant du rang 3 au rang 19. (Pour le terme fondamental l'aspect optique sur lequel nous allons revenir se trouve très modifié).

Les photographies B et C sont obtenues respectivement avec les fréquences ultrasonores $1,43 \cdot 10^7$ et $3,03 \cdot 10^7$. Le milieu utilisé était de l'eau à 19°C. Le faisceau de lumière parallèle attaquant la cuve est repris par un objectif *O*₂ de foyer 135 cm.

La photographie D a été obtenue avec du tétrachlorure de carbone (fréquence $1,43 \cdot 10^7$) et la photographie E avec de l'éther de pétrole (fréquence $3,03 \cdot 10^7$).

Les figures de diffraction peuvent également s'obtenir avec les corps solides. Il suffit, dans le montage indiqué figure 1 de remplacer la cuve par une lame de quartz piézoélectrique munies d'armatures horizontales. Ainsi, avec une lame d'épaisseur $e = 1,5$ cm et de longueur optique 10 cm excitée sur des harmoniques très élevés (autour du 121^e rang) nous avons obtenu les figures indiquées en F (fréquence $1,5 \cdot 10^7$) et en G (fréquence $2,5 \cdot 10^7$).

C. Interprétation théorique des phénomènes de diffraction. — Les différents phénomènes décrits précédemment peuvent s'interpréter en première analyse de manière simple.

Le milieu soumis aux ondes ultrasonores (fig. 2) présente une distribution de pression de la forme

$$p = p_0 + \delta p \cos \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{z}{V} \right).$$

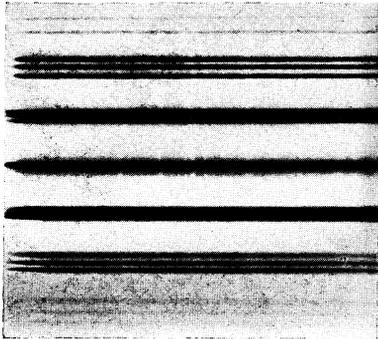
t désignant le temps, p_0 la pression moyenne,
z l'abscisse verticale, δp l'amplitude de pression
 et *T* la période ultra sonore.

A cette distribution de pression correspond une répartition d'indice *n* de réfraction du milieu de la forme

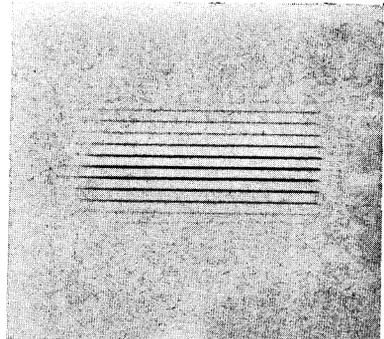
$$n = n_0 + \delta n \cos \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{z}{V} \right).$$

n_0 indice moyen, δn amplitude de variation d'indice. En raison de la faible valeur de la vitesse du son vis-à-vis de celle de la lumière dans le milieu liquide on peut envisager la

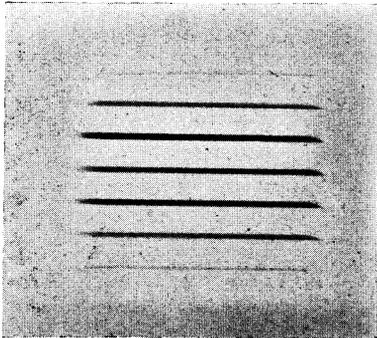
PLANCHE.



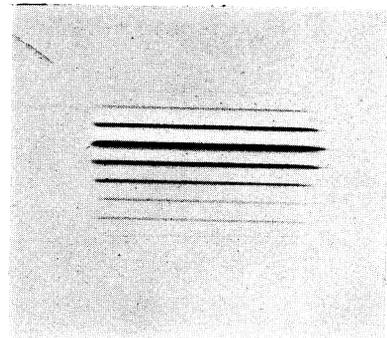
A



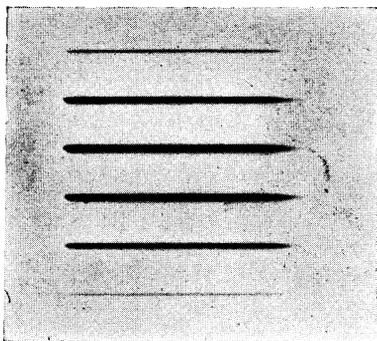
B



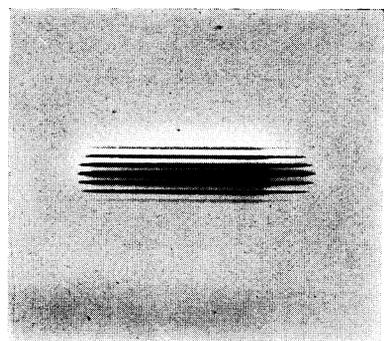
C



D



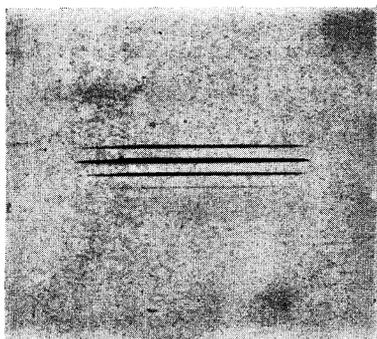
E



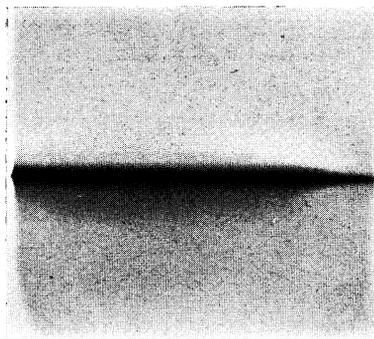
F

JOURNAL DE PHYSIQUE

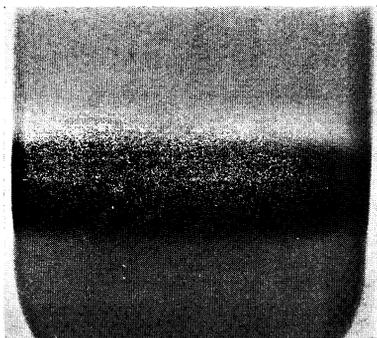
PLANCHE.



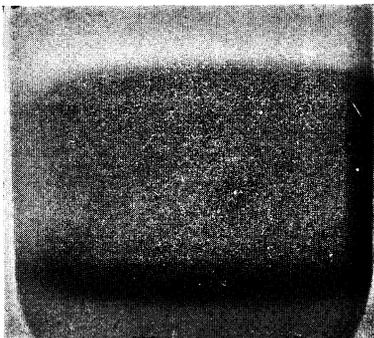
G



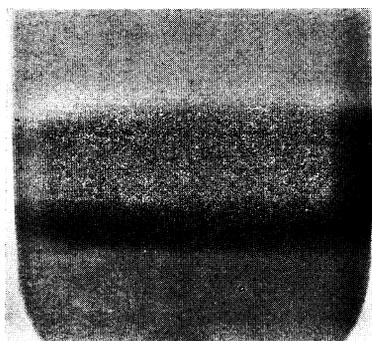
H



I



J



K

René Lucas et Pierre Biquard.

propagation des ondes lumineuses comme si le milieu gardait constamment une distribution de la forme

$$n = n_0 + \delta n \cos \frac{2\pi z}{\Lambda} \quad \Lambda = VT.$$

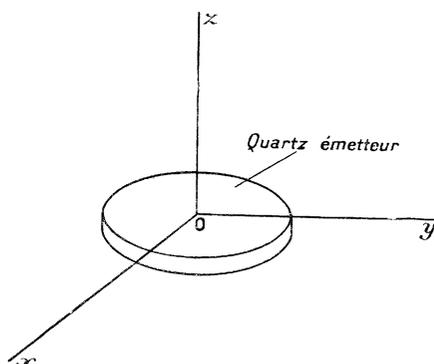


Fig. 2.

Le problème de la propagation des ondes dans un pareil milieu est un problème complexe qui présente un intérêt d'ordre général. En dehors du cas qui nous intéresse ici même il se présente en effet dans diverses théories, en particulier dans celles relatives à la propagation des électrons dans les métaux. Dans ce cas, en effet, les ondes de de Broglie associées aux électrons doivent piloter ceux-ci dans un milieu soumis aux ondes élastiques que l'on envisage dans les théories des chaleurs spécifiques.

Les ondes lumineuses de nos expériences devraient satisfaire à des équations de propagation telles que

$$\frac{\partial^2 h}{\partial y^2} = \left(n_0 + \delta n \cos \frac{2\pi z}{\Lambda} \right)^2 \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 h}{\partial t^2}$$

pour les ondes se propageant dans la direction des y , et le problème pourrait être traité en recherchant les solutions des équations de ce type. Il est possible d'aborder le problème par une voie plus simple en cherchant les trajectoires des rayons lumineux dans le milieu soumis aux ondes élastiques.

Trajectoires des rayons lumineux. — Les rayons lumineux incidents (supposés parallèles à l'axe oy) pénètrent dans la région possédant une réfringence variable et de ce fait vont se trouver déviés (phénomène de mirage). Par symétrie les rayons incidents parallèles au plan yo vont cheminer dans leurs plans incidents mais ils vont se trouver incurvés.

En chaque point le rayon de courbure R des rayons aura une valeur vérifiant la relation

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dr}$$

$\frac{dn}{dr}$ désignant la dérivée de l'indice dans la direction normale au rayon lumineux. Si α est l'angle fait par la tangente au rayon avec l'axe des y (fig. 3) on a

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dz} \cos \alpha$$

ou

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dz} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{dz}{dy}\right)^2}}$$

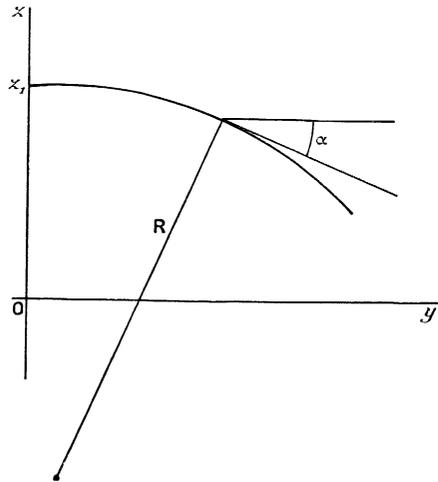


Fig. 3.

L'équation différentielle des trajectoires sera donc :

$$\frac{z''}{(1 + z'^2)^{3/2}} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dz} \frac{1}{\sqrt{1 + z'^2}} \quad \text{en posant} \quad z' = \frac{dz}{dy}$$

$$z'' = \frac{d^2 z}{dy^2}$$

ou

$$\frac{z''}{1 + z'^2} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dz}$$

$$\frac{\frac{dz'}{dy} dz}{1 + z'^2} = \frac{dn}{n} = \frac{z' dz'}{1 + z'^2} = \frac{1}{2} \frac{d(1 + z'^2)}{1 + z'^2}$$

d'où

$$\text{Log}(1 + z'^2) = \text{Log} n^2 + C^{\text{te}}$$

$$\sqrt{1 + z'^2} = An,$$

A désignant une constante.

Les conditions initiales exigent que pour $z = z_i$ (altitude initiale du rayon lumineux pénétrant dans le milieu) $z' = 0$, d'où

$$A = \frac{1}{n_0 + \delta n \cos \frac{2\pi z_i}{\Lambda}}$$

et par suite

$$1 + z'^2 = \left(\frac{n_0 + \delta n \cos 2\pi \frac{z}{\Lambda}}{n_0 + \delta n \cos 2\pi \frac{z_i}{\Lambda}} \right)^2$$

Ici une simplification peut s'introduire lorsque les amplitudes d'indice de réfraction δn sont petites (nous verrons que c'est pratiquement le cas dans nos expériences).

La quantité $1 + z'^2$ reste très voisine de l'unité et avec une approximation suffisante la relation précédente peut se remplacer par

$$z' = \sqrt{\frac{2\delta n}{n_0}} \sqrt{\cos \frac{2\pi z}{\Lambda} - \cos \frac{2\pi z_i}{\Lambda}}$$

d'où

$$y = \int_{z_i}^z \frac{dz}{\sqrt{\frac{2\delta n}{n_0}} \sqrt{\cos \frac{2\pi z}{\Lambda} - \cos \frac{2\pi z_i}{\Lambda}}} \tag{1}$$

Cette intégrale définit z comme fonction elliptique de y .

Effectuons le changement de variable

$$t = \frac{\sin \frac{\pi z}{\Lambda}}{\sin \frac{\pi z_i}{\Lambda}}$$

et posons

$$k = \sin \frac{\pi z_i}{\Lambda}$$

nous aurons

$$y \sqrt{\frac{\delta n}{n_0}} \frac{2\pi}{\Lambda} + K = \int_0^t \frac{dt}{\sqrt{(1-t^2)(1-k^2t^2)}}$$

avec

$$K = \int_0^1 \frac{dt}{\sqrt{1-t^2}(1-k^2t^2)}$$

et par suite

$$t = \frac{\sin \frac{\pi z}{\Lambda}}{\sin \frac{\pi z_i}{\Lambda}} = \operatorname{sn} \left(K + y \sqrt{\frac{\delta n}{n_0}} \frac{2\pi}{\Lambda} \right).$$

Les valeurs de z sont alors entièrement calculables à l'aide des tables de Legendre fournissant les valeurs de K pour diverses valeurs de k et les valeurs de t pour diverses

valeurs de la quantité $y \sqrt{\frac{\delta n}{n_0}} \frac{2\pi}{\Lambda}$. Faisons remarquer que K correspondant au quart de la période de la fonction sinus elliptique les points d'intersection des trajectoires des rayons lumineux avec l'axe des y seront donnés par

$$y \sqrt{\frac{\delta n}{n_0}} \frac{2\pi}{\Lambda} = K$$

La tangente de l'angle fait par le rayon lumineux avec l'axe des y peut se calculer comme suit : posons

$$K + y \sqrt{\frac{\delta n}{n_0}} \frac{2\pi}{\Lambda} = u$$

$$\frac{dt}{dy} = \frac{\cos \frac{\pi z}{\Lambda}}{\sin \frac{\pi z_i}{\Lambda}} \frac{\pi}{\Lambda} \frac{dz}{dy} = \frac{d}{dy} s n u = \sqrt{\frac{\delta n}{n_0}} \frac{2\pi}{\Lambda} c n u d n u.$$

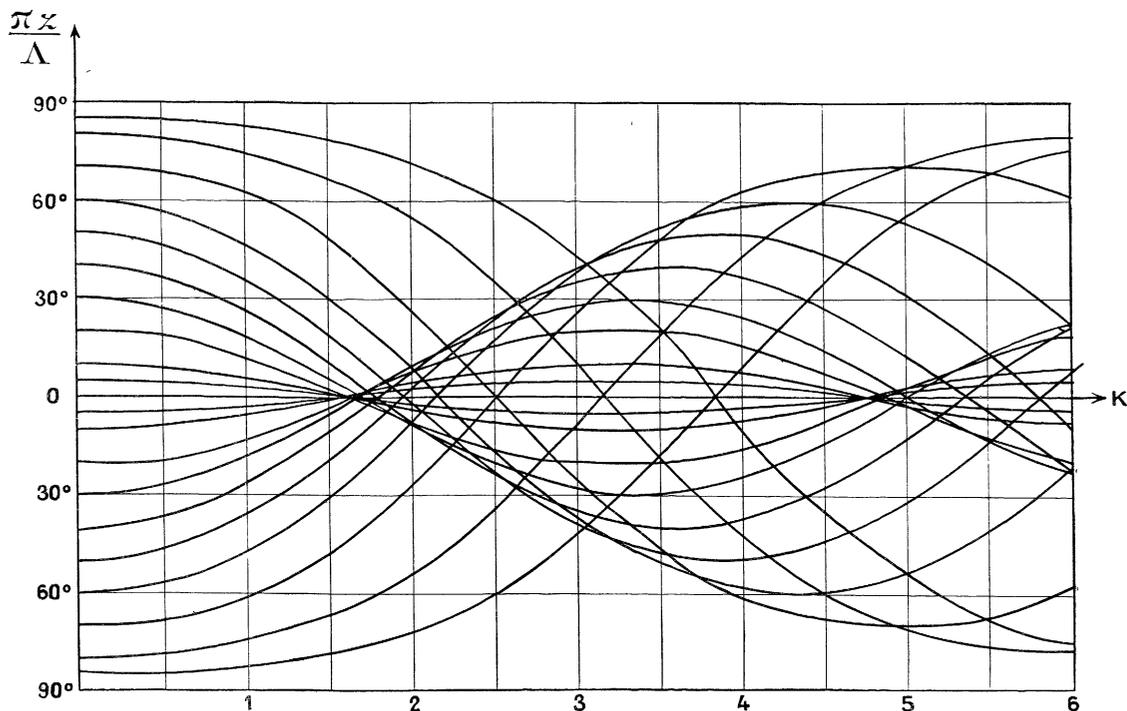


Fig. 4.

Au cas particulier où le rayon lumineux intersecte l'axe des y ($z = 0$) nous avons

$$u = 2K \quad s n 2K = 0 \quad c n 2K = 1 \quad d n 2K = 1,$$

d'où

$$\left(\frac{dz}{dy}\right)_{z=0} = 2 \sqrt{\frac{\delta n}{n_0}} \sin \frac{\pi z_i}{\Lambda}$$

valeur qui pourrait s'obtenir directement à partir de l'équation (1). Il suffit d'ailleurs de tracer la courbe $z(y, z_i)$ pour la partie comprise entre $z = z_i$ et $z = 0$ qui correspond au quart de la période des trajectoires des rayons lumineux.

La figure 4 indique la marche des rayons lumineux pour un intervalle d'altitude $-z_i \dots +z_i$ égal à une longueur d'onde Λ . Les trajectoires ont été tracées d'après le tableau de valeurs numériques figurant en appendice. On voit que le passage de l'onde élastique aura pour effet de faire converger de manière périodique les rayons lumineux

issus du faisceau initial. Si la région soumise aux ondes élastiques se trouve limitée par exemple entre les abscisses

$$y = 0 \quad \text{et} \quad y = \frac{\Lambda}{2\pi \sqrt{\frac{\delta n}{n_0}}} \times 2, \quad (\text{soit } K = 2)$$

les rayons émergents sembleront issus (pour environ la moitié de l'énergie lumineuse) d'un volume de petite étendue analogue au foyer d'un dioptré.

Autrement dit tout se passera comme si les rayons lumineux provenaient en majeure partie d'une série d'éléments source de dimensions finies distribués périodiquement suivant l'altitude z avec un pas égal à la longueur d'onde Λ des ondes élastiques.

Il est clair que si cette longueur d'onde Λ est suffisamment petite les ondes issues des diverses sources de lumière microscopiques pourront interférer après avoir quitté le milieu perturbé à la manière des sources élémentaires d'un réseau. L'existence d'un état de mouvement des ondes élastiques ne modifie pas les directions des maxima de lumière, de même qu'un mouvement de translation d'un réseau plan parallèlement à lui-même ne changerait pas les positions des figures de diffraction. Si λ désigne la longueur d'onde de la lumière employée (mesurée dans l'air) nous aurons à la sortie de la cuve (dans le cas de l'incidence normale) des maxima d'énergie lumineuse suivant les angles φ définis par

$$\sin \varphi = p \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (2)$$

p désignant l'ordre d'interférence. Cette relation a été indiquée indépendamment par nous même et par P. Debye et F.-W. Sears.

Ordre de grandeur des amplitudes de pression nécessaires à l'existence des franges.

— Nous avons jusqu'ici relié les trajectoires des rayons lumineux aux variations δn d'indice du milieu. On peut chercher à évaluer les amplitudes de pression nécessaires, pour un liquide donné, à l'apparition des taches de diffraction. Si n est l'indice et ρ la densité nous avons (formule de Lorentz-Lorenz).

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{1}{\rho} = C^{10} = \frac{n_0^2 - 1}{n_0^2 + 2} \frac{1}{\rho_0}$$

et $\delta \rho = \rho_0 \mu \delta p$ par définition du coefficient μ de compressibilité.

La première relation nous fournit

$$\delta n = \frac{\delta \rho}{\rho_0} \frac{(n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)}{8n_0}$$

par suite

$$\frac{\delta n}{n_0} = \mu \delta p \frac{(n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)}{8n_0^2}.$$

Pour avoir au sein du liquide une première série de convergence réelle des rayons lumineux, relative à environ la moitié de l'énergie lumineuse incidente, il suffira d'avoir une épaisseur y suffisante pour que les rayons compris (fig. 4) entre $\frac{\pi z_i}{\Lambda} = +45^\circ$ et

$\frac{\pi z_i}{\Lambda} = -45^\circ$ convergent au sein du liquide, ce qui correspond à $y = \frac{2\Lambda}{2\pi \sqrt{\frac{\delta n}{n_0}}}$, c'est-à-

dire une amplitude de pression

$$\delta p = \frac{1}{\mu} \frac{8n_0^2}{(n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)} \frac{\delta n}{n_0} = \frac{1}{\mu} \frac{8n_0^2}{(n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)} \frac{\Lambda^2}{\pi^2 y^2}.$$

Application numérique. — Dans le cas de l'eau en adoptant $n_0 = \frac{4}{3} y = 5 \text{ cm } \Lambda = 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$ on trouve $\delta p = 10^5 \text{ C. G. S.}$ environ soit $\frac{1}{10}$ d'atmosphère.

Rappelons qu'une émission de puissance ϖ par cm^2 de surface émettrice du quartz se traduit par une amplitude de pression (cas de l'eau)

$$\delta p = \sqrt{2\rho_0 V \varpi}$$

soit environ $\delta p = 0,50$ atmosphère pour une puissance de $\frac{1}{10}$ watt par cm^2 dans le cas de l'eau.

L'ordre de grandeur d'amplitude de pression nécessaire se trouve facilement réalisé dans nos expériences.

En ce qui concerne les valeurs d'amplitude d'indice de réfraction, nous avons pour les valeurs numériques précédentes (émission dans l'eau de $0,1$ watt par cm^2).

$$\delta n = \mu \delta p \cdot \frac{(n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)}{8n_0}$$

soit $\delta n = 7 \cdot 10^{-6}$.

Les phénomènes décrits plus haut sont donc mis en évidence par des variations infimes de l'indice de réfraction. A titre de comparaison remarquons que si l'on faisait interférer des rayons lumineux à travers deux milieux dont les indices sont $n_0 + \delta n$ et $n_0 - \delta n$ et pour une même épaisseur y de matière l'interférence donnerait un déplacement de frange de

$$\frac{2\delta n}{\lambda_0} y \quad \text{soit} \quad 0,3 \text{ interfrange pour } \delta p = 10^5 \text{ C.G.S.}$$

Origine de la multiplicité des franges. — Avant de passer à la vérification de la formule (2) revenons sur l'origine de la multiplicité des franges de diffraction. Le problème de la diffusion de la lumière par un milieu soumis à l'action des ondes élastiques a été étudié théoriquement par L. Brillouin⁽¹⁾. D'après l'étude faite par cet auteur une distribution de pression (et d'indice) sinusoïdale analogue à celle envisagée précédemment ne fournirait qu'un seul maximum de diffusion de la lumière. P. Debye et F.-W. Sears⁽²⁾, pour expliquer l'écart entre la théorie de L. Brillouin et l'expérience supposent que l'émission du quartz piézo-électrique renferme non seulement le terme fondamental correspondant à la longueur d'onde élastique Λ mais encore les différents harmoniques $\frac{\Lambda}{2}, \frac{\Lambda}{3}, \frac{\Lambda}{4}$ etc.

Cette explication semble devoir être rejetée. En effet l'émission ultrasonore des quartz ne peut se faire de manière importante que pour les harmoniques *impairs* du terme fondamental, (en supposant que la source de tension excitatrice renferme ces harmoniques).

D'autre part la propagation d'ondes élastiques dans le milieu peut s'écarter d'une loi sinusoïdale simple dans le cas des amplitudes de pression importantes : c'est le mécanisme de « déferlement »⁽³⁾.

Mais une étude de ce phénomène montre de suite que le déferlement se traduirait par une distribution ne renfermant que les termes impairs de la série de Fourier.

De plus, il faudrait, suivant l'hypothèse faite par P. Debye et F.-W. Sears que les amplitudes des différents harmoniques pairs et impairs invoqués soient d'un ordre de grandeur comparable à celui du terme fondamental, ce qui serait bien surprenant, d'autant plus que l'absorption des ultrasons croît comme le carré de la fréquence. La raison

(1) L. BRILLOUIN. Diffusion de la lumière et des rayons X. *Ann. de Physique*, 9^e série, t. 17, p. 95 et p. 115.

(2) P. DEBYE et F.-W. SEARS, *loc. cit.*, p. 413.

(3) Voir le Cours inédit de M. Langevin au Collège de France (1923).

de l'écart entre la théorie de L. Brillouin et l'expérience est plus simple, elle tient à ce que, dans la théorie en question, *la vitesse de la lumière est supposée constante, non influencée par les ondes élastiques*. Au contraire, l'analyse précédente explique simplement la multiplicité des franges de diffraction. Nous signalons en passant qu'il y aurait intérêt à compléter l'analyse théorique de L. Brillouin, en tenant compte de l'action des ondes élastiques sur la vitesse de propagation de la lumière.

Vérification expérimentale de la formule des réseaux. — a) *Cas des liquides.* — La vérification expérimentale de la validité de la formule des réseaux peut se faire à partir des mesures de longueur d'onde de la lumière employée, des longueurs d'onde élastiques (c'est-à-dire de la fréquence et de la vitesse de propagation du son). Inversement, on peut se fixer comme inconnue la vitesse du son dans le milieu, en sorte que les expériences précédentes permettent d'atteindre cette vitesse par une voie nouvelle (n'exigeant d'ailleurs que de petites quantités de liquide).

Dans le travail déjà cité de P. Debye et F.-W. Sears, ces auteurs ont mesuré par cette voie les vitesses du son dans le benzène et dans le tétrachlorure de carbone.

Nous avons également utilisé la formule des réseaux pour la mesure de la vitesse du son dans l'eau. À l'aide d'un cathétomètre, on mesurait les distances entre franges, celles-ci se trouvant formées sur un verre dépoli. Les radiations utilisées étaient les raies du mercure $\lambda_0 = 5\,780\text{ \AA}$, $5\,460\text{ \AA}$ et $4\,358\text{ \AA}$; la température de l'eau 20° C ; N , désigne la fréquence ultrasonore; i , désigne l'intervalle entre deux franges.

Distance de la cuve à la plaque $D = 165\text{ cm}$.

$$N = 7,97\,10^6.$$

$$\lambda = 5\,460\text{ \AA} \quad i = 4,96\text{ mm} \quad V = 1,45\,10^5\text{ cm/sec}$$

$$N = 11,16\,10^6.$$

$$\begin{array}{l} \lambda = 4\,358\text{ \AA} \\ \quad 5\,460 \\ \quad 5\,780 \end{array} \quad \begin{array}{l} i = 5,50\text{ mm} \\ \quad 6,92 \\ \quad 7,33 \end{array} \quad \begin{array}{l} V = 1,46\,10^5 \\ \quad 1,45\,10^5 \\ \quad 1,45\,10^5 \end{array}$$

$$N = 14,36\,10^6.$$

$$\begin{array}{l} \lambda = 4\,358\text{ \AA} \\ \quad 5\,460 \\ \quad 5\,780 \end{array} \quad \begin{array}{l} i = 7,06\text{ mm} \\ \quad 8,84 \\ \quad 9,38 \end{array} \quad \begin{array}{l} V = 1,46\,10^5 \\ \quad 1,46\,10^5 \\ \quad 1,46\,10^5 \end{array}$$

$$N = 17,54\,10^6.$$

$$\begin{array}{l} \lambda = 4\,358\text{ \AA} \\ \quad 5\,460 \\ \quad 5\,780 \end{array} \quad \begin{array}{l} i = 8,65\text{ mm} \\ \quad 10,85 \\ \quad 11,52 \end{array} \quad \begin{array}{l} V = 1,46\,10^5 \\ \quad 1,45\,10^5 \\ \quad 1,45\,10^5 \end{array}$$

$$N = 20,7\,10^6.$$

$$\begin{array}{l} \lambda = 4\,358\text{ \AA} \\ \quad 5\,460 \\ \quad 5\,780 \end{array} \quad \begin{array}{l} i = 10,1\text{ mm} \\ \quad 12,76 \\ \quad 13,6 \end{array} \quad \begin{array}{l} V = 1,47\,10^5 \\ \quad 1,46\,10^5 \\ \quad 1,45\,10^5 \end{array}$$

Ces résultats montrent une bonne concordance entre les diverses mesures, ainsi qu'une absence de dispersion pour la vitesse du son dans ce domaine de fréquences.

Les mesures précédentes ne constituent pas des mesures de grande précision, car la distance de l'écran à la cuve n'était pas déterminée de manière très précise et la température de l'eau était légèrement variable. Ces réserves faites, la méthode pourrait servir à des mesures précises et commodes de la vitesse du son.

b) *Cas des solides.* — Les franges de diffraction présentées par les liquides peuvent, comme nous l'avons dit plus haut, s'observer avec le quartz lui-même, présentant alors des ondes élastiques stationnaires. De la mesure des interfranges, des photographies F et G, on peut déduire la vitesse du son dans le quartz.

III. Phénomènes de déviation de la lumière. — Dans le cas où la section verticale du faisceau lumineux devient de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde élastique émise dans le liquide examiné (ce qui se réalise en diminuant la fréquence d'excitation du quartz) l'aspect des phénomènes lumineux devient très différent de celui décrit antérieurement. Dans ce cas, les franges peuvent disparaître. En effet, si la section verticale du faisceau est égale ou inférieure à une longueur d'onde élastique il n'y a plus une multiplicité de foyers élémentaires analogues à ceux des expériences précédentes et les figures de diffraction font place à un étalement des rayons lumineux indiqué par les photographies H, I, J et K.

Dans ce cas l'aspect de l'étalement de la lumière est sous une dépendance importante de l'intensité ultrasonore et de l'épaisseur de liquide traversée par la lumière dans le milieu perturbé.

L'étalement du faisceau est d'autant plus grand que l'intensité ultrasonore est élevée et que l'épaisseur de liquide traversée est considérable.

La photographie H représente la tache lumineuse en l'absence d'ultra-sons (distance cuve-plaque : 173 cm). La photographie I représente l'aspect de la tache, la lumière ayant traversé 20 millimètres de tétrachlorure de carbone soumis à des ultra-sons de fréquence $7,14 \cdot 10^5$; dans cette expérience l'intensité du courant de haute fréquence traversant le quartz est 0,28 ampère. La photographie J est relative au cas où la lumière traverse 65 millimètres de tétrachlorure soumis au même rayonnement ultrasonore. Enfin la photographie K donne la tache lumineuse après 65 millimètres de traversée dans le tétrachlorure pour la même fréquence acoustique que dans les cas précédents mais l'intensité traversant le quartz étant réduite à 0,18 ampère.

Il est facile de voir d'après la figure 4 représentant la marche des rayons lumineux que ceux-ci seront alternativement déviés vers le haut et vers le bas, au fur et à mesure que se propagent les ondes élastiques.

Ordre de grandeur de l'étalement angulaire des rayons lumineux. — L'expression de la tangente de l'angle de déviation des rayons est

$$\frac{dz}{dy} = \sqrt{\frac{2\delta n}{n_0}} \sqrt{\cos \frac{2\pi z}{\Lambda} - \cos \frac{2\pi z_i}{\Lambda}}.$$

Pour une épaisseur y déterminée, cette valeur est fonction de z et de z_i par l'intermédiaire de la relation liant z à y et z_i . Le maximum maximum de $\frac{dz}{dy}$ s'obtiendrait donc en annulant la dérivée $\frac{d}{dz_i} \left(\frac{dz}{dy} \right)$ après remplacement de z . Le calcul est assez compliqué et nous ne donnerons ici qu'une approximation.

L'expression précédente a pour limite supérieure

$$\left(\frac{dz}{dy} \right)_{\max.} = 2 \sqrt{\frac{\delta n}{n_0}}$$

valable si les conditions expérimentales sont convenables : c'est-à-dire si l'épaisseur de liquide traversée est assez grande et si δn est suffisamment grand.

Comme à la sortie de la cuve les rayons lumineux sont réfractés et que les déviations sont petites l'ouverture angulaire est, à la sortie, multipliée par l'indice de réfraction du

liquide et par suite si β est l'angle d'ouverture global du faisceau à la sortie nous aurons

$$\operatorname{tg} \beta \approx \beta = 4n_0 \sqrt{\frac{\delta n}{n_0}} = 4\sqrt{n_0 \delta n}$$

en supposant les déviations petites. En tenant compte de la relation

$$\delta n = \mu \delta p \cdot \frac{(n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)}{8n_0}$$

on a

$$\beta = \sqrt{\frac{2\delta p (n_0^2 - 1)(n_0^2 + 2)}{\rho V^2}}$$

En adoptant (cas du tétrachlorure de carbone).

$$n_0 = 1,46 \quad \rho = 1,63 \quad V = 9,2 \cdot 10^4 \quad \text{et} \quad \delta p = 0,5 \cdot 10^6 \text{ C. G. S.}$$

on a $\beta = 1,84 \cdot 10^{-2}$ ce qui correspond à l'ordre de grandeur de l'étalement observé sur les plaques.

Remarques. — 1° Si la dimension verticale du faisceau est petite vis-à-vis de la longueur d'onde élastique le faisceau lumineux subit un double phénomène qui consiste en un balayage vertical à la fréquence des ultrasons en même temps qu'il y a disparition du parallélisme des rayons lumineux.

La mise en évidence de ces caractères pourrait d'ailleurs se faire à l'aide d'une méthode stroboscopique en haute fréquence, en utilisant, par exemple, une cellule de Kerr. Ce phénomène de balayage pourrait éventuellement être utilisé pour réaliser des « volets optiques » fonctionnant en haute fréquence.

2° Les phénomènes étudiés dans ce travail pourraient subsister si le domaine des fréquences utilisées était par exemple le domaine acoustique. Un simple examen des ordres de grandeurs montrerait cependant que leur mise en évidence, avec de mêmes amplitudes de pression, exigerait l'emploi de trajets optiques d'autant plus importants que la fréquence est basse. Ceci soulèverait rapidement de grosses difficultés expérimentales.

*

* *

En terminant nous remercions vivement M. le Professeur Langevin pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour les conseils qu'il nous a donnés.

APPENDICE

Table de valeurs numériques relatives aux trajectoires des rayons lumineux.

Nous avons montré que la trajectoire $z(y)$ d'un rayon lumineux est donnée par la relation

$$\sin \frac{\pi z}{\Lambda} = k \operatorname{sn} \left(K + y \sqrt{\frac{\delta n}{n_0} \frac{2\pi}{\Lambda}} \right)$$

avec

$$k = \sin \frac{\pi z_i}{\Lambda} = \sin \theta$$

$$K = \int_0^1 \frac{dx}{\sqrt{(1-x^2)(1-k^2x^2)}}$$

a) Le tableau I ci-dessous donne les valeurs de K d'après les tables de Legendre.

TABLEAU I.

$\theta = \frac{\pi z}{\Lambda}$ n degrés	0	5	10	20	30	40	50	60	70	80	85	90
k	0	0,0871	0,1736	0,3640	0,5	0,6428	0,766	0,8660	0,939	0,9848	0,9962	1
K	1,570	1,573	1,582	1,620	1,685	1,786	1,935	2,156	2,504	3,153	3,831	∞

TABLEAU II.

M	0	$\frac{K}{1}$	$\frac{K}{2}$	$\frac{3K}{4}$	K
Pour $\theta = 5^\circ$ $\frac{\pi z}{\Lambda}$	5°	$4^\circ 37'$	$3^\circ 32'$	$1^\circ 54'$	0
Pour $\theta = 10^\circ$ $\frac{\pi z}{\Lambda}$	10°	$9^\circ 14'$	$7^\circ 5'$	$3^\circ 51'$	0
Pour $\theta = 20^\circ$ $\frac{\pi z}{\Lambda}$	20°	$19^\circ 44'$	$15^\circ 11'$	$8^\circ 14'$	0
Pour $\theta = 30^\circ$ $\frac{\pi z}{\Lambda}$	30°	$27^\circ 48'$	$21^\circ 27'$	$11^\circ 44'$	0
Pour $\theta = 40^\circ$ $\frac{\pi z}{\Lambda}$	40°	$37^\circ 10'$	$28^\circ 55'$	$15^\circ 53'$	0
Pour $\theta = 50^\circ$ $\frac{\pi z}{\Lambda}$	50°	$46^\circ 40'$	$36^\circ 43'$	$20^\circ 25'$	0
Pour $\theta = 60^\circ$ $\frac{\pi z}{\Lambda}$	60°	$56^\circ 21'$	$45^\circ 1'$	$25^\circ 31'$	0
Pour $\theta = 70^\circ$ $\frac{\pi z}{\Lambda}$	70°	$67^\circ 20'$	$56^\circ 44'$	$31^\circ 40'$	0
Pour $\theta = 80^\circ$ $\frac{\pi z}{\Lambda}$	80°	$76^\circ 48'$	$65^\circ 24'$	$40^\circ 34'$	0
Pour $\theta = 85^\circ$ $\frac{\pi z}{\Lambda}$	85°	$82^\circ 24'$	$72^\circ 50'$	$47^\circ 48'$	0

b) Pour la construction des trajectoires des rayons lumineux, on se fixe d'abord z_i .

c'est-à-dire 0 et on calcule pour la valeur de K correspondante les ordonnées z pour diverses valeurs de $M = y \frac{2\pi}{\Lambda} \sqrt{\frac{\delta n}{n_0}}$. Une série de valeurs se trouve indiquée au tableau II.

La figure 4 a été construite à l'aide de ces valeurs numériques.

Manuscrit reçu le 23 septembre 1932.

