Déformation de l'image d'un faisceau d'ultrasons de forte puissance obtenue par l'interaction optoacoustique

C. Carles, J.M. Bauza, R. Torguet

► To cite this version:

C. Carles, J.M. Bauza, R. Torguet. Déformation de l'image d'un faisceau d'ultrasons de forte puissance obtenue par l'interaction optoacoustique. *Revue de Physique Appliquée*, 1974, 9 (1), pp.341-345. 10.1051/rphysap:0197400901034100 . jpa-00243769

HAL Id: jpa-00243769

<https://hal.science/jpa-00243769>

Submitted on 1 Jan 1974

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.

Classification
Physics Abstracts
 16.80 — 18.10

DÉFORMATION DE L'IMAGE D'UN FAISCEAU D'ULTRASONS DE FORTE PUISSANCE OBTENUE PAR L'INTERACTION OPTOACOUSTIQUE

C. CARLES, J. M. BAUZA et R. TORGUET

Thomson-CSF, Laboratoire Central de Recherches
 Domaine de Corbeville, 91401 Orsay, France

(Reçu le 4 juillet 1973, révisé le 5 septembre 1973)

Résumé. — Nous étudions la déformation de l'image d'un faisceau d'ultrasons obtenue par l'interaction optoacoustique, en fonction de la puissance acoustique. Nous comparons les résultats expérimentaux aux résultats théoriques obtenus par la théorie de Bhatia et Noble : tout se passe comme si, l'interaction restant faible, le transducteur devenait inhomogène.

Nous en déduisons une interprétation physique de la variation de l'interaction acoustooptique en fonction de la puissance acoustique.

Nous montrons également qu'il y a similitude entre les effets Bragg et Raman-Nath, et que l'on peut passer continûment de l'un à l'autre en augmentant la puissance ultrasonore.

Abstract. — Perturbation of the Bragg image of an acoustic beam is studied as a function of acoustic power. Experimental data are compared with the Bhatia and Noble theory. The Bragg image is as if the theory applied to high acoustic power, but with a non-homogeneous transducer.

A physical interpretation of the interaction efficiency, as a function of acoustic power, is given.

It is shown that there is a similarity between the Bragg and Raman-Nath effects, and that one can pass continuously from one to the other by increasing the acoustic power.

1. Introduction. — Depuis que Debye et Sears [1] et Lucas et Biquard [2] mirent en évidence la diffraction de la lumière se propageant dans un milieu perturbé par une onde ultrasonore, de nombreux travaux ont été consacrés à l'étude de ce phénomène.

Dans l'interaction entre la lumière et une onde ultrasonore, on distingue la diffraction « régulière » ou Raman-Nath [3] et la diffraction Bragg. L'interaction régulière est analogue à la diffraction d'une onde lumineuse par un réseau régulier de fentes, et, de ce fait, produit plusieurs ordres.

L'interaction Bragg, au contraire, concentre l'énergie sur un seul ordre et peut être comparée à la diffraction provoquée par un réseau blazé, ou encore, à la diffraction des rayons X par un réseau cristallin.

Lorsque la puissance acoustique est très faible, on peut distinguer facilement les deux modes d'interaction en comparant les dimensions du transducteur à la longueur d'extinction [4] :

$$w_0 = 4\pi \frac{k}{K^2}$$

k et K : vecteurs d'onde lumineux et ultrasonore.

Pour les fortes puissances acoustiques, le critère, beaucoup plus complexe, fait intervenir à la fois les dimensions du transducteur, la déformation et la fréquence acoustique.

En 1966, Korpel [5] montra que le premier ordre

diffraité d'un faisceau lumineux convergent restitue l'image optique de la distribution énergétique du faisceau acoustique. Cette technique est connue depuis sous le nom d' « Imagerie de Bragg ». Toutefois, cette propriété ne se révèle exacte que dans le cas d'une interaction faible.

Pour de fortes puissances acoustiques, l'image se trouve fortement perturbée.

En la considérant comme l'image d'une densité fictive d'ultrasons, on peut donner une interprétation physique commode des variations de la limite entre effet Raman-Nath et effet Bragg ainsi que des variations de la puissance lumineuse déviée sur le premier ordre en fonction de la déformation acoustique.

2. Principe de l'imagerie de Bragg. — Une onde ultrasonore se propageant dans un milieu solide ou liquide provoque une onde d'indice de même longueur d'onde et de même vitesse.

Le milieu se comporte alors vis-à-vis de la lumière comme un réseau dont le pas est égal à la longueur d'onde acoustique Λ .

Une onde optique de longueur d'onde λ traversant un milieu ainsi perturbé est diffractée en deux ondes : l'une dans la direction de l'onde incidente, l'autre dans une direction faisant, avec la direction incidente, un angle θ tel que :

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{\Lambda}.$$

Si le faisceau optique incident est convergent, les rayons lumineux diffractés par les ultrasons se propageant suivant la direction Ox (Fig. 1) convergent en A puisque les angles BCA et BDA sont, tous deux, égaux à θ . L'intensité lumineuse au point A est proportionnelle à la densité de puissance acoustique qui se propage suivant Ox . Le même raisonnement est applicable pour les rayons lumineux diffractés par les ultrasons se propageant suivant $O'x'$ qui convergent en A' .

FIG. 1. — Schéma de principe de l'interaction optoacoustique. Les traits horizontaux représentent les fronts d'ondes acoustiques.

Il se forme donc dans le plan BAA' une image lumineuse du faisceau ultrasonore.

Toutefois, ce raisonnement n'est valable que si la puissance acoustique est faible.

Si cette puissance devient trop importante, l'image se trouve déformée. En effet, la quantité de lumière déviée en C n'est pas négligeable devant l'intensité incidente et l'intensité du rayon CB varie en fonction de la distance parcourue dans le faisceau d'ultrasons.

3. Montage expérimental. — Le montage expérimental est représenté sur la figure 2. Le faisceau lumineux d'un laser hélium-néon est élargi à l'aide d'un anamorphoseur à lentilles cylindriques L_1 et L_2 . Un diaphragme découpe, dans ce faisceau, une portion parfaitement homogène de $0,5 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$. Une

FIG. 2. — Schéma du montage expérimental utilisé pour mesurer la répartition en intensité de la tache lumineuse du faisceau dévié au cours de l'interaction optoacoustique.

lentille cylindrique L_3 de 10 cm de focale, concentre le faisceau à 2 cm en arrière du cristal de molybdate de plomb dans lequel se propagent les ultrasons.

La partie du faisceau optique diffractée vient former, dans le plan de la lentille L_3 , une image de la section du faisceau acoustique.

Une dernière lentille cylindrique L_4 forme une image agrandie dans un plan dans lequel on déplace une photodiode qui permet d'enregistrer cette image.

Les dimensions du transducteur (en nyobate de lithium) sont : $0,7 \text{ mm} \times 4,2 \text{ mm}$.

4. Résultats expérimentaux et comparaison avec les calculs théoriques.

4.1 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — Sur la figure 3 les courbes en traits continus représentent l'intensité lumineuse enregistrée à l'aide de la photodiode pour différentes valeurs du produit bw (w = largeur du transducteur, b est proportionnel à la racine carrée de la puissance acoustique) et pour une valeur déterminée du produit φw où :

$$\varphi = \frac{K^2}{k} = 2\pi \frac{\lambda}{\Lambda^2}.$$

La puissance acoustique est déterminée à partir du rendement de l'interaction optoacoustique à faible couplage car, dans ce cas-là, le rendement sur le premier ordre est le même en diffraction Bragg et en diffraction Raman-Nath.

4.2 CALCULS THÉORIQUES. — Nous avons calculé les valeurs fournies par les expressions théoriques en utilisant cette même remarque. Pour cela nous employons la théorie de Bhatia et Noble [6] qui permet d'écrire l'expression suivante, dans le cas d'un couplage faible : Si Ox est la direction de propagation de la lumière

$$e_1 = -j \int b e_{00} e^{-2j\psi x} dx \quad (1)$$

avec :

- e_1 : amplitude du champ lumineux diffracté,
- e_{00} : amplitude du champ lumineux incident,
- -2ψ : écart à l'angle de Bragg du faisceau optique,

$$b = s \sqrt{\frac{n^6 p^2}{\rho v^3}}$$

- s : déformation acoustique ;
- ρ : densité du milieu d'interaction ;
- v : vitesse du son dans le milieu ;
- n : indice optique du milieu ;
- p : coefficient optoélastique du milieu.

e_1 apparaît donc comme la transformée de Fourier de la fonction.

Si le couplage est faible, e_{00} ne varie pas au cours de la propagation de la lumière. On peut alors écrire :

$$e_1 = -jbw \frac{\sin \psi w}{\psi w} e_{00}. \quad (2)$$

FIG. 3. — Répartition en intensité de la tache lumineuse du faisceau dévié au cours de l'interaction optoacoustique pour différentes valeurs de la puissance acoustique. Traits continus : résultats des mesures. Pointillés : résultats des calculs fournis par la théorie de Bhatia et Noble.

Si le couplage devient fort, c'est-à-dire si bw devient important, e_{00} n'est plus constant et l'expression de e_1 prend alors la forme suivante :

$$e_1 = - \frac{jbw}{\sqrt{\psi^2 w^2 + b^2 w^2}} \sin \sqrt{\psi^2 w^2 + b^2 w^2} \times e^{-j\psi w} e_{00}. \quad (3)$$

Remarquons que, dans ce cas, l'éq. (1) peut s'écrire sous la forme :

$$e_1 = -j e_{00} \int B(x) e^{-2j\psi x} dx. \quad (4)$$

On peut donc dire que tout se passe comme si l'interaction restait faible alors que le transducteur n'était plus homogène. On peut alors écrire :

$$B(x) \sim \int e_1 e^{j\psi x} d\psi. \quad (5)$$

Soit, en posant $u = \psi w$

$$B(x) \sim \int \frac{bw}{\sqrt{u^2 + b^2 w^2}} \sin \sqrt{u^2 + b^2 w^2} e^{jux} du. \quad (6)$$

Cette fonction étant symétrique, l'expression de $B(x)$ peut encore s'écrire sous la forme suivante :

$$B(x) \sim \int \frac{bw}{\sqrt{u^2 + b^2 w^2}} \sin \sqrt{u^2 + b^2 w^2} \cos ux du. \quad (7)$$

L'ouverture du faisceau optique n'est, en pratique, pas infinie. L'intégrale doit donc être bornée. Cette ouverture est de 0,04 radian à la sortie de la lentille L_3 . L'indice de la lumière dans le cristal de molybdate de plomb, dans lequel se propagent les ultrasons, est égal à 2,39 ; l'ouverture à considérer est donc de 0,017 radian.

D'autre part, la largeur du transducteur est :

$$w = 4,2 \text{ mm}$$

et la fréquence des ultrasons est de 234 MHz.

L'angle d'ouverture à 4 dB du faisceau acoustique est donc :

$$\frac{\lambda}{w} = 3,7 \times 10^{-4} \text{ radian}.$$

L'ouverture du faisceau optique est donc 4,6 fois plus importante que celle du faisceau acoustique. La fonction $\sin x/x$ décroissant de 4 dB pour $x = \pi/2$, le domaine de variation de y doit donc être compris entre -7 et 7 .

Sur la figure 3 les points représentent la fonction $B^2(x)$ telle que :

$$B(x) = \int_0^7 \frac{bw}{\sqrt{u^2 + b^2 w^2}} \sin \sqrt{u^2 + b^2 w^2} \cos ux du.$$

Les écarts entre les résultats théoriques et expéri-

mentaux proviennent essentiellement des causes suivantes :

— La théorie de Bhatia et Noble n'est qu'approchée.

— Les résultats expérimentaux sont entachés d'une erreur non négligeable et très difficile à estimer. En effet, la mise au point de l'image devant laquelle se déplace la photodiode est très délicate à réaliser car plusieurs images, dues à des échos successifs et d'amplitudes différentes, se superposent.

— Le molybdate de plomb étant un matériau très fortement non linéaire, la puissance acoustique varie d'une manière importante au cours de la propagation. Ceci entraîne alors des aberrations de l'image.

5. Rendement de l'interaction acousto-optique en fonction de la puissance acoustique.

— La courbe expérimentale représentant la variation du rendement de l'interaction acousto-optique en fonction de la puissance acoustique est montrée sur la figure 4. Le rendement est ici défini comme le rapport de la puissance lumineuse diffractée dans le premier ordre sur la puissance lumineuse incidente.

FIG. 4. — Variation du rendement de l'interaction acousto-optique sur le premier ordre diffracté en fonction de la puissance acoustique et pour un angle d'incidence égal à l'angle de Bragg.

Nous allons montrer que les résultats précédents permettent d'expliquer la forme de cette courbe.

Lorsque la puissance acoustique est faible, la fonction $B(x)$ reste constante pour toute valeur de x comprise entre $-w/2$ et $+w/2$. Quand cette puissance augmente, un « trou » apparaît au centre du transducteur. En conséquence, le rendement n'augmente plus linéairement avec la puissance. La profondeur de ce trou croît jusqu'à ce que bw soit voisin de 2,35, quand la puissance émise est nulle au centre du transducteur (cette valeur dépend d'ailleurs de ϕw). A partir de cette valeur, le transducteur est équivalent à trois transducteurs fictifs d'égale largeur : $w/3$. Les deux transducteurs T et T' émettent en phase, alors que le transducteur central T'' émet en opposition de phase avec ceux-ci.

Lorsque la puissance acoustique augmente, la puissance émise par T'' augmente également, alors que

celle émise par T et T' diminue. Le rendement continue donc à décroître jusqu'à s'annuler pour $bw \sim 3,15$. A partir de cette valeur, la puissance émise par T'' est supérieure à celle émise par T et T' : le rendement croît à nouveau.

D'autre part, le lobe principal (correspondant au transducteur T'') s'élargit pour atteindre une largeur maximum égale à $w/2$ pour $bw \sim 4,6$. Lorsque la puissance augmente encore, on est ramené à un cas semblable à celui que l'on obtient à faible puissance (un seul transducteur). La différence réside dans le fait que le transducteur apparaît comme ayant une largeur deux fois plus faible.

On conçoit donc très bien que la valeur du rendement n'atteigne jamais 100 % puisque, lorsqu'elle est maximum, une partie de la puissance est émise en opposition de phase. D'autre part, les maxima successifs sont de plus en plus faibles, puisque la largeur apparente du transducteur est, chaque fois, divisée par deux, et plusieurs ordres diffractés apparaissent.

6. Effet Bragg et effet Raman-Nath. — Nous avons vu, plus haut, comment on définissait ces deux effets.

Considérons un flux de photons formant un faisceau parallèle de vecteur de propagation $\mathbf{k}_0$ (Fig. 5), diffracté par un flux de phonons limité dans l'espace, et de vecteur de propagation $\mathbf{K}$.

FIG. 5. — Diagramme de composition des vecteurs d'onde optique et acoustique dans le cas de l'interaction de Raman-Nath.

Ce dernier faisceau diverge d'un angle Δ/w .

La quantité de mouvement étant conservée au cours de l'interaction, on doit avoir :

$$\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_0 + \mathbf{K}$$

$\mathbf{k}_1$ étant le vecteur d'onde du faisceau diffracté.

Ce dernier faisceau peut, à son tour, interagir avec des phonons se propageant dans la direction $\mathbf{K}'$ telle que :

$$\mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_1 \pm \mathbf{K}'$$

et ainsi de suite, tant que la probabilité pour que les phonons se déplacent suivant $\mathbf{K}'$, $\mathbf{K}''$, ..., ne sera pas nulle. Pour cela, il suffit que l'angle que forme le vecteur $\mathbf{K}$ avec $\mathbf{K}'$, $\mathbf{K}''$, ..., soit inférieur à Δ/w .

Les vecteurs $\mathbf{k}_0$, $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_2$, ..., ont, en première approximation, la même longueur. Ceci permet d'écrire la relation suivante :

$$(\mathbf{K}, \mathbf{K}') = (\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_1) = \theta = \frac{\lambda}{A}.$$

Il y a donc effet Raman-Nath si θ est inférieur à la divergence du faisceau acoustique soit :

$$\lambda w < A^2.$$

Or :

$$\frac{\lambda w}{A^2} = \frac{\phi w}{2\pi}$$

donc l'inégalité précédente s'écrit :

$$\phi w < 2\pi.$$

Rappelons que w représente la largeur du transducteur.

Si l'on considère le comportement apparent du transducteur en fonction de la puissance qu'il fournit, on constate que sa largeur fictive diminue. Il en est, par conséquent, de même de la quantité ϕw apparente. Et il existe donc toujours une valeur de bw telle que ϕw apparent soit assez petit (inférieur à 2π) pour que plusieurs ordres puissent être diffractés simultanément.

Le processus de Raman-Nath ne diffère donc pas fondamentalement du processus de Bragg et l'on peut passer d'une manière continue de l'un à l'autre en faisant croître la puissance acoustique.

7. Conclusion. — Les résultats précédents montrent que, pour obtenir des images correctes par la technique de l'imagerie de Bragg, on doit se limiter à des puissances acoustiques faibles. En effet, lorsque cette puissance augmente, le diagramme de diffraction ne représente plus du tout la transformée de Fourier du faisceau acoustique, et l'on ne peut obtenir que des images très déformées.

Ce comportement de l'interaction acousto-optique à forte puissance permet de montrer également que le rendement ne peut jamais atteindre 100 % (totalité de la lumière diffractée). Après être passé par le maximum, ce rendement décroît jusqu'à zéro pour augmenter à nouveau, et ainsi de suite. Les maxima successifs sont chaque fois moins élevés.

Nous avons également montré que le critère de distinction entre l'interaction dite de Bragg, et l'interaction dite de Raman-Nath, ne peut être uniquement fondé sur un critère ne faisant intervenir que la longueur d'onde optique, la fréquence ultrasonore et les dimensions du transducteur, mais que l'on peut passer de l'une à l'autre d'une manière continue en augmentant la puissance acoustique.

Bibliographie

- [1] DEBYE, P. et SEARS, F. W., *Proc. Nat. Ac. Sc. US* **18** (1932) 409.
- [2] LUCAS, R. et BIQUARD, P., *J. Physique Rad.* **3** (1936) 464.
- [3] RAMAN, C. V. et NATH, N. S. N., *Proc. Indian. Ac. Sc.* **2A** (1935) 406 ; **3A** (1936) 75.
- [4] QUATE, C. F., WILKINSON, C. D. W. et WINGLOW, D. K., *Proc. IEEE* **53** (1965) 1604.
- [5] KORPEL, A., *Appl. Phys. Lett.* **9** (1966) 425.
- [6] BHATIA, A. B. et NOBLE, W. J., *Proc. R. Soc. London* **220A** (1953) 356.