

**MISE EN ÉVIDENCE DU SECOND SON PAR UNE
MÉTHODE ACOUSTIQUE DANS LA PHASE
SMECTIQUE A D'UN CRISTAL LIQUIDE**

J. Bacri

► **To cite this version:**

J. Bacri. MISE EN ÉVIDENCE DU SECOND SON PAR UNE MÉTHODE ACOUSTIQUE DANS LA PHASE SMECTIQUE A D'UN CRISTAL LIQUIDE. Journal de Physique Colloques, 1976, 37 (C3), pp.C3-119-C3-121. 10.1051/jphyscol:1976320 . jpa-00216503

HAL Id: jpa-00216503

<https://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00216503>

Submitted on 1 Jan 1976

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.

MISE EN ÉVIDENCE DU SECOND SON PAR UNE MÉTHODE ACOUSTIQUE DANS LA PHASE SMECTIQUE A D'UN CRISTAL LIQUIDE

J. C. BACRI

Laboratoire d'Ultrasons (*), Université Pierre et Marie-Curie
Tour 13, 4, place Jussieu, 75230 Paris Cedex 05, France

Résumé. — Nous avons mesuré la vitesse et l'atténuation du second son dans la phase smectique A d'un cristal liquide par une méthode acoustique.

Abstract. — We have measured the velocity and the attenuation of the second sound in the smectic A phase of a liquid crystal by an acoustical method.

1. Introduction. — De Gennes [1] a montré, que dans le cas d'un smectique A, il y avait deux modes propagatifs. L'un correspondant à la propagation d'une onde longitudinale (le premier son), l'autre correspondant à la propagation d'une onde transversale (le second son). La densité d'énergie élastique s'écrit [1] :

$$E = E_0 + \frac{1}{2} A_0 \theta^2 + C_0 \theta \gamma + \frac{1}{2} B_0 \gamma^2$$

avec θ dilatation en volume

$$\gamma = \frac{\partial u}{\partial z} \text{ et } u \text{ le déplacement ;}$$

A_0, B_0, C_0 sont des constantes élastiques.

En écrivant les équations d'accélération et de conservation, on trouve les modes propres :

$\rho s_{1A}^2 \sim A_0$ (faiblement anisotrope)

$$\rho s_2^2 = s_2^{02} \cos^2 \theta \sin^2 \theta \text{ avec } s_2^{02} = B_0 - C_0^2/A_0 \quad (1)$$

s_{1A} premier son, s_2 second son.

Pour l'instant, une seule expérience a mis en évidence le second son : c'est celle de Liao, Clark et Pershan [2] : par effet Brillouin ils ont trouvé une vitesse $s_2^0 \sim 1400$ m/s à une fréquence de l'ordre du gigahertz.

Nous nous proposons de décrire une expérience typique d'acoustique qui a permis de mettre directement en évidence le mode du second son par un couplage avec un mode transversal se propageant dans un solide.

2. Réfraction d'une onde acoustique à l'interface solide-smectique A. — Soit s_1 la vitesse d'une onde ultrasonore de polarisation transversale dans le solide (on considère s_1 isotrope). Soit θ_1 l'angle du vecteur

d'onde avec la normale à la surface de séparation. Dans le smectique A,

$$s_2 = s_2^0 \cos \theta_2 \sin \theta_2 .$$

La conservation de la composante tangentielle du vecteur d'onde s'écrit :

$$\sin \theta_1 / s_1 = 1 / s_2^0 \cos \theta_2 . \quad (2)$$

Pour transmettre une onde dans le smectique, il faut que

$$s_1 < s_2^0 \sin \theta_1 . \quad (3)$$

En fait, pour θ_1 donné, θ_2 est imposé. Pour le calculer, on peut soit résoudre l'éq. (2), soit faire une construction analogue à celle d'Huygens (voir Fig. 1). La surface des indices acoustiques se déduit de la surface des vitesses par une inversion de pôle 0 et de puissance 1.

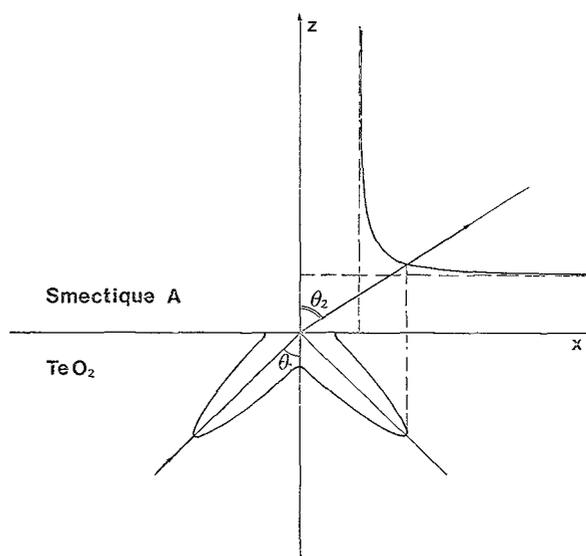


FIG. 1. — Surface des indices acoustiques à l'interface TeO₂-SA (construction d'Huygens). θ_2 définit la direction de propagation de la vitesse de phase.

(*) Associé au C. N. R. S.

Cette surface de révolution autour de l'axe z est donnée par la courbe :

$$1/K_{2z}^2 + 1/K_{2x}^2 = 1/K_2^{02} \quad \text{avec} \quad K_2^0 = 2\pi v/s_2^0.$$

Pour tenter l'expérience le problème est donc de trouver un solide possédant une vitesse transversale faible satisfaisant (3). On a choisi la paratellurite (TeO_2) [3] qui possède une vitesse de 620 m/s à température ambiante suivant la direction $[110]$ polarisée suivant $[\bar{1}10]$. Pour des raisons expérimentales, on prend $\theta_1 = \pi/4$. L'angle θ_2 définit la direction de la vitesse de phase du second son. On démontre comme dans le cas d'un cristal que la vitesse d'énergie et la vitesse de groupe sont identiques [4] :

$$|\mathbf{s}_{2g}|^2 = s_0^2(1 - 3 \cos^2 \theta_2 \sin^2 \theta_2)$$

avec

$$\text{tg } \theta_{2g} = (\text{cotg } \theta_2)^3$$

θ_{2g} est l'angle définissant la propagation de la vitesse de groupe. La surface d'onde sera donc le lieu des extrémités de \mathbf{s}_{2g} dont la construction est rappelée dans la figure 2.

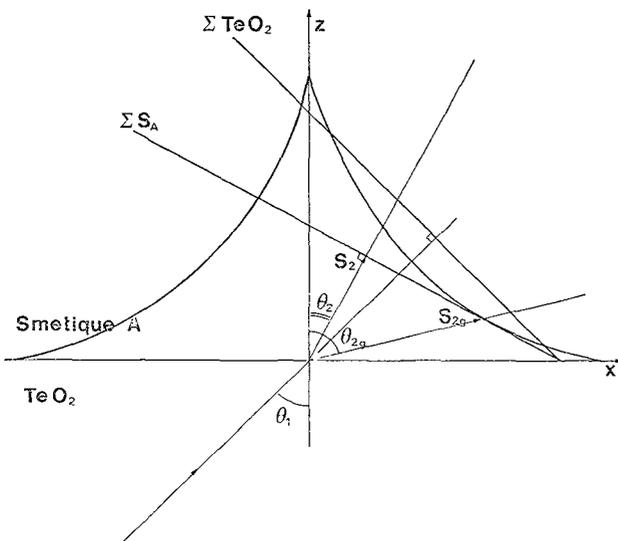


FIG. 2. — Surface d'onde liée à la vitesse du second son dans un smectique A. θ_2 et θ_{2g} définissent les directions respectives de la vitesse de phase et de la vitesse de groupe.

3. Principe et montage expérimental. — Pour mettre en évidence le second son on procède par interférence acoustique dans une lame mince de smectique, on peut mesurer le signal acoustique réfléchi soit en faisant varier l'épaisseur de la lame, soit en faisant varier la fréquence de l'onde ultrasonore. La première méthode a été employée dans le cas des films d'hélium [5] ; pour le cas des smectiques, il nous a semblé plus facile d'employer la seconde. Le signal observé dépend, en régime continu ou pour des impulsions assez longues vis-à-vis du temps de transit dans la lame, du système d'interférences qui se construit dans le smectique.

Le montage expérimental est décrit sur la figure 3. L'onde ultrasonore est engendrée à la surface d'un quartz en coupe AC, en forme de clou. La polarisation

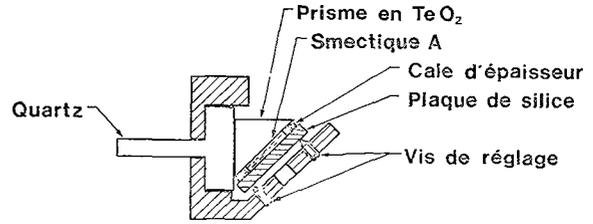


FIG. 3. — Montage expérimental.

transversale de l'onde est dans le plan du dessin. Sur la surface de la tête du clou est collé un petit prisme à 45° en TeO_2 . La face du prisme collée est un plan (110). Une partie de l'onde est réfléchi à l'interface $\text{TeO}_2\text{-S}_A$, une autre partie est transmise et est totalement réfléchi à l'interface $\text{S}_A\text{-quartz}$ parce que $s_{\text{quartz}}^1 \gg s_2$. Après une réflexion totale sur la face libre du prisme, l'onde revient dans le quartz AC avec un parcours analogue à celui de l'aller. Pour une épaisseur donnée, l'intensité de l'impulsion réfléchi ayant fait le parcours ci-dessus dépend de la fréquence ultrasonore.

On trace alors une courbe donnant l'intensité de l'impulsion réfléchi en fonction de la fréquence. En fait pour éliminer les variations de puissance du générateur en fonction de la fréquence ou les différents effets de résonance dans le système hyperfréquence, on prendra la différence entre l'intensité de l'impulsion réfléchi à l'interface quartz- TeO_2 et l'intensité de l'impulsion réfléchi ayant traversé le prisme.

La relation qui existe entre Δv (variation de fréquence entre deux maxima) et s_2^0 est

$$\Delta v = \frac{s_1^2}{s_2^{02}} \times \frac{1}{2 L_0 \sin^2 \theta_1} \left[s_2^{02} - \frac{s_1^2}{\sin^2 \theta_1} \right]^{1/2} \quad (4)$$

L_0 = épaisseur de la lame de smectique A,

$\theta_1 = \pi/4$ dans notre expérience.

D'après l'expression (3), le second son n'est visible dans notre expérience que si $s_2^0 > 877$ m/s.

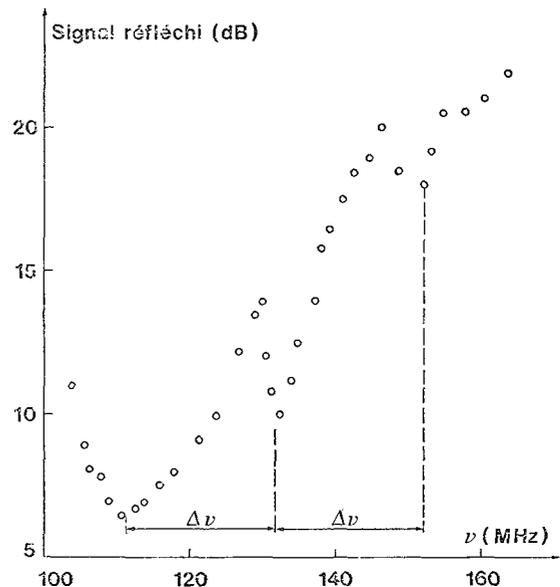


FIG. 4. — Signal réfléchi obtenu en fonction de la fréquence.

4. **Résultats.** — La figure 4 représente la courbe que l'on obtient typiquement ; on y trouve deux minima. En abscisse est portée la fréquence et en ordonnée la différence entre le signal réfléchi à l'interface quartz- TeO_2 et le signal qui traverse le prisme. L'allure croissante de la courbe en fonction de la fréquence est due à l'atténuation ultrasonore dans le TeO_2 . La courbe de la figure 4 traduit les interférences constructives et destructives dans le smectique A. On peut en déduire une valeur moyenne pour l'écart de fréquence $\Delta\nu$ entre deux minima. On utilise l'expression (4) pour calculer s_2^0 avec $L_0 = 6 \mu$, $s_1 = 620 \text{ m/s}$, $\theta_1 = 45^\circ$. Les résultats obtenus dans le CBOOA sont dans le tableau suivant :

T °C	$\Delta\nu_{\text{MHz}}$	$s_2^0 \text{ m/s}$
74	24 ± 1	940 ± 90
75	22 ± 1	920 ± 90
76	20 ± 1	910 ± 90

Les résultats expérimentaux en fonction de la tempé-

rature sont limités d'un côté par la température de transition solide-smectique A de $73,5^\circ\text{C}$, de l'autre côté par l'inégalité (3) car il y a réflexion totale pour $s_2^0 < 877 \text{ m/s}$.

Remarques. — Importance du parallélisme de la lame smectique.

Dans le cas où $s_2^0 = 940 \text{ m/s}$, $\theta_2 = 21^\circ$, ce qui correspond à $s_2 (\theta_2 = 21^\circ) \simeq 300 \text{ m/s}$ et à une longueur d'onde $\lambda = 3 \mu$ à 100 MHz . Le diamètre du faisceau ultrasonore est de 3 mm . Un défaut de parallélisme de $4'$ correspond à une différence de marche d'une longueur d'onde entre deux points extrêmes du diamètre du faisceau.

Pour l'instant, le parallélisme est de l'ordre de la minute ; ceci est donc suffisant pour entraîner une forte diminution du contraste des interférences.

De plus, on peut obtenir un ordre de grandeur de l'atténuation du second son. Le calcul du coefficient de réflexion en énergie R , pour un angle θ_2 et pour $s_2(\theta_2)$ donné est :

$$R = 1 - \frac{4 Z_0 [\cos \psi \operatorname{sh} (2 K'' L) - \sin \psi \sin (2 K' L)]}{(1 + Z_0^2) \operatorname{ch} (2 K'' L) + (1 - Z_0^2) \cos 2 K' L + 2 Z_0 [\cos \psi \operatorname{sh} 2 K'' L - \sin \psi \sin 2 K' L]}$$

où K est le vecteur d'onde complexe du second son $K = K' + iK''$, $\operatorname{tg} \psi = K''/K'$ et $K' = (\omega/s_2) \cos \psi$:

$$L = L_0 / \cos \theta_2$$

$$Z_0 = \frac{Z_{sA}}{Z_{\text{TeO}_2}} \times \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2}$$

Z_{sA} et Z_{TeO_2} sont les impédances acoustiques associées respectivement au second son dans le smectique et à l'onde transversale dans la paratellurite. Quand on compare les courbes théoriques et expérimentales, on peut avoir un ordre de grandeur de K''/K' : on trouve

$$0,05 < K''/K' < 0,1 \text{ à } 74^\circ\text{C}$$

ce qui correspond à un coefficient de viscosité

$$0,5 \text{ Po} < \eta < 1 \text{ Po} .$$

5. **Conclusion.** — Initialement, l'expérience a été montée pour mesurer la vitesse et l'atténuation du second son au voisinage d'une transition S_A -N du second ordre pour en déterminer les exposants critiques. La technique utilisée ici permet seulement de mettre en évidence la vitesse du second son et d'avoir un ordre de grandeur de l'atténuation loin de la transition.

Remerciements. — Je tiens à remercier ici le laboratoire du C. N. E. T. à Bagnex qui a fait pousser les cristaux de paratellurite ainsi que MM. N. Machorine, G. Vandenberghe et P. Villermet pour l'orientation, la taille et le délicat polissage des prismes en paratellurite.

Bibliographie

- [1] DE GENNES, P. G., *J. Physique Colloq.* **30** (1969) C 4-65.
 [2] LIAO, Y., CLARK, N. et PERSHAN, P. S., *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 639.
 [3] OHMACHI, Y., UCHIDA, N., *J. Appl. Phys.* **41** (1970) 2307.
 [4] DIEULESAINT, E. et ROYER, D., *Ondes Élastiques dans les Solides*. Chap. 5 (Masson et Cie, Paris) 1974.
 [5] FRENOIS, Ch., JOFFRIN, J., LEGROS, P., LEVELUT, A., *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 1295.