Les échos de phonons. II

Ch. Frénois, J. Joffrin, A. Levelut

▶ **To cite this version:**

Ch. Frénois, J. Joffrin, A. Levelut. Les échos de phonons. II. Journal de Physique, 1973, 34 (8-9), pp.747-751. 10.1051/jphys:01973003408-9074700 . jpa-00207437

HAL Id: jpa-00207437
https://hal.science/jpa-00207437

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.

Classification
Physics Abstracts
72.60

LES ÉCHOS DE PHONONS. II

Ch. FRÉNOIS, J. JOFFRIN et A. LEVELUT

Laboratoire d'Ultrasons (*), Université Paris VI,
Tour 13, 4, place Jussieu, 75230 Paris Cédex 5, France

(*Reçu le 22 mars 1973*)

Résumé. — Le rôle d'une onde électromagnétique de fréquence 2 ω dans la production des échos de phonons dipolaires de fréquence ω est directement mis en évidence par l'utilisation d'une source auxiliaire à 2 ω. De ce fait, si la source est intense, ces échos peuvent être observés dans la plupart des cristaux piézoélectriques.

Abstract. — The effect of an electromagnetic wave of frequency 2 ω on the generation of dipolar phonon echoes at frequency ω is directly demonstrated by using a subsidiary source at 2 ω. As a consequence, when the source is strong enough, the echoes may be excited in most piezoelectric crystals.

1. **Introduction.** — Des expériences récentes [1]-[5] ont permis de mettre en évidence, dans des cristaux dépourvus de centre de symétrie, un phénomène présentant des analogies avec les échos de spins [6]. Cet effet, interprété en termes d'échos de phonons, est lié au renversement du vecteur d'onde ; il est assuré par une interaction paramétrique $\mathcal{H}_c = \beta E \varepsilon \varepsilon$ entre trois ondes : deux phonons de fréquence ω et de vecteurs d'onde $\mathbf{q}$ et $-\mathbf{q}$, et un photon de fréquence 2 ω et de vecteur d'onde pratiquement nul.

Une expérience d'écho de phonons peut se schématiser ainsi : deux impulsions électromagnétiques de même fréquence ω, séparées par un intervalle de temps τ, irradient l'échantillon ; à l'instant 2 τ, le cristal rayonne un signal de même fréquence ω (écho).

Cependant, la théorie des échos de phonons montre que pour obtenir des échos dipolaires [5] il faut que la seconde impulsion soit à la fréquence 2 ω. Il est admis que c'est le cristal lui-même qui, par la non-linéarité de sa susceptibilité diélectrique, fait office de doubleur de fréquence. Mais ce point n'est pas établi directement.

Dans cet article sont décrites des expériences faites avec la première impulsion à $\omega = 9$ GHz et la seconde à 2 $\omega = 18$ GHz. Leur but est double :

a) Prouver que la fréquence 2 ω joue effectivement un rôle dans le processus de renversement du temps : c'est ce qui est fait sur des cristaux de CdS ;

b) Montrer que l'utilisation d'un champ électrique $E(2\ \omega)$ plus intense que celui produit par les non-linéarités du cristal, permet l'extension des expériences d'échos de phonons à des cristaux n'en ayant pas fourni jusqu'à présent : le quartz sert d'exemple.

2. **Expériences sur le sulfure de cadmium.** — Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure 1. Un émetteur à 9 GHz délivrant des séquences de deux impulsions distribue celles-ci à la fois dans une cavité résonnant à la fréquence de 9 GHz et, après conversion dans un doubleur de fréquence à ferrite, dans une cavité résonnant à la fréquence de 18 GHz. Les deux extrémités d'un même cristal sont introduites dans chacune des cavités. Les puissances de chaque impulsion peuvent être changées à volonté. Lors de la seconde impulsion, c'est la même onde électromagnétique à 9 GHz qui engendre un champ à 18 GHz soit dans le doubleur à ferrite, soit dans le cristal de CdS grâce à sa susceptibilité diélectrique non linéaire. Il existe donc une relation de phase entre ces deux ondes à 18 GHz et le déphaseur à 9 GHz représenté sur la figure 1 permet de modifier leur phase relative ; un déphaseur à 18 GHz placé entre le doubleur et la cavité 2 produit un effet analogue. Enfin un tube à gaz à déclenchement rapide joue le rôle d'interrupteur sur le circuit à 9 GHz ; il sert essentiellement à couper la seconde impulsion à 9 GHz : l'opération de renversement du temps n'a alors lieu que dans la cavité 2 à 18 GHz ; au contraire si le tube à gaz est « *passant* », l'opération a lieu simultanément dans les deux cavités. Dans tous les cas, l'écho de

(*) Equipe de Recherche associée au CNRS.

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphys:01973003408-9074700

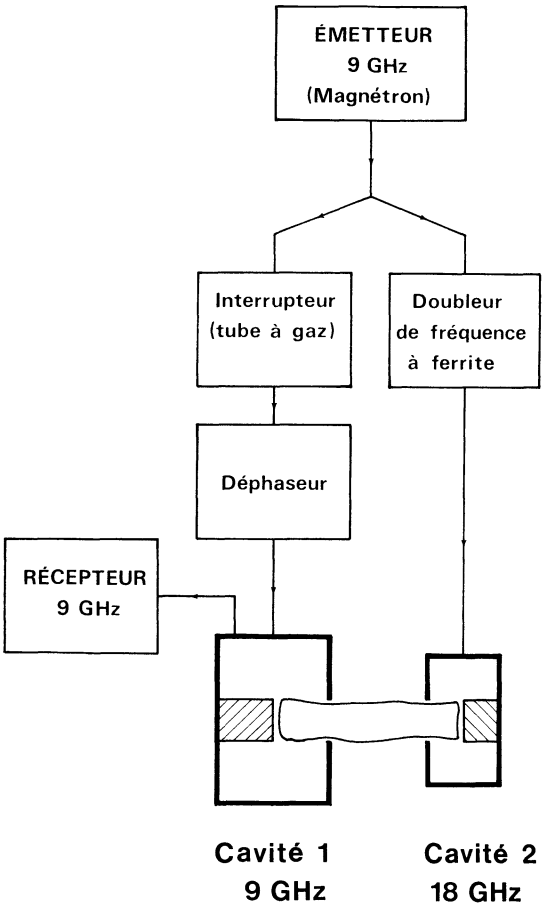

FIG. 1. — Schéma de l'appareillage utilisé pour les expériences sur CdS.

phonons est détecté en retour sur la cavité 1 à la fréquence de 9 GHz.

Dans un premier temps nous avons opéré suivant le schéma proposé en [5] : la première impulsion à 9 GHz est envoyée dans la cavité 1 et la seconde, convertie à la fréquence double, est envoyée dans la cavité 2. La théorie [5] prévoit pour ce type d'expériences :

$$\begin{cases} P_e(2\tau) \simeq P_1(\omega)\, P_2(2\omega) \\ \Delta t_e(2\tau) = \Delta t_1 + 2\,\Delta t_2 \end{cases}$$

où P_e, P_1 et P_2 sont respectivement les intensités de l'écho et des deux impulsions ; Δt_e, Δt_1 et Δt_2 sont les largeurs, mesurées au pied, de l'écho et des impulsions. Les résultats expérimentaux sont en très bon accord avec la théorie ; un exemple en est donné sur la figure 2. Avec le même montage, l'intensité de l'écho a été mesurée en fonction de l'intervalle τ séparant les deux impulsions (Fig. 3). Sur l'axe des temps sont indiquées les durées de parcours des ondes acoustiques longitudinales et transversales (dégénérées, pour une propagation le long de l'axe sénaire). Le premier pic (à $\tau = 4$ µs) est dû aux phonons longitudinaux ; le second (à $\tau \simeq 10$ µs) est produit par les phonons transversaux. La forme de cette courbe appelle quelques commentaires : pour des intervalles

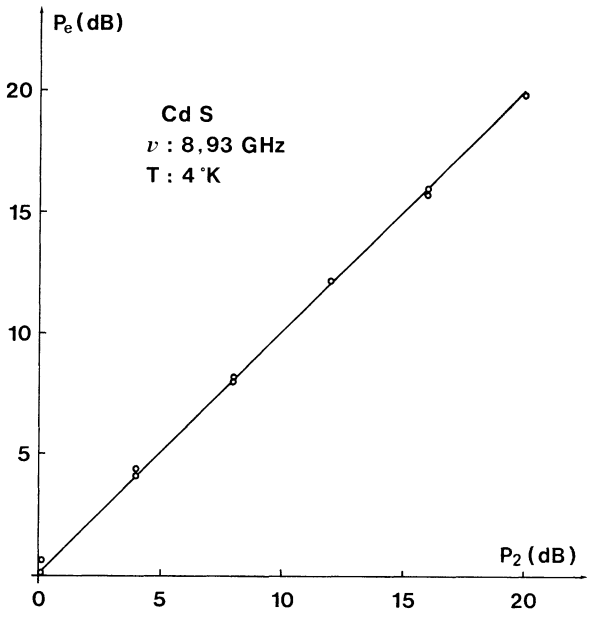

FIG. 2. — Intensité de l'écho (à 9 GHz) en fonction de l'intensité de la seconde impulsion (à 18 GHz). Les points expérimentaux s'alignent bien sur une droite de pente 1.

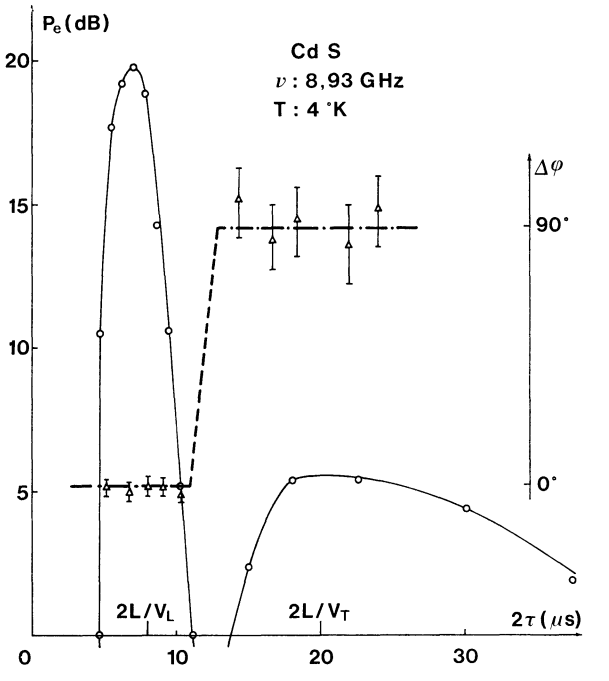

FIG. 3. — Quelques caractéristiques des échos, mesurées en fonction de l'instant d'apparition. Courbe 1 : 1re impulsion à 9 GHz et 2e à 18 GHz (points expérimentaux : ○). Courbe 2 : Déphasage relatif des deux secondes impulsions donnant un écho résultant minimal (points expérimentaux : △).

de temps $\tau \leqslant l/V_L$ ou $\tau \leqslant l/V_T$, l'écho correspondant aux phonons de polarisations longitudinale ou transversale, disparaît ; ce résultat est normal et correspond au fait que, engendrées dans la cavité 1, les ondes mettent un temps fini pour atteindre la cavité 2, où il ne sert à rien d'envoyer l'impulsion de 18 GHz avant qu'elles y soient parvenues. Par ailleurs, la

présence de deux maxima sur cette courbe semble indiquer que les phonons qui composent la population engendrée par la première impulsion, ont un comportement presque balistique. La séparation des échos de phonons longitudinaux et transversaux rend possible l'obtention d'une information supplémentaire sur les coefficients β.

En effet le dispositif de la figure 1 permet, lorsque l'interrupteur est supprimé ou « *passant* », d'effectuer le renversement du temps simultanément aux deux extrémités du cristal ; les deux échos se mélangent à l'instant 2 τ. En fait, ils interfèrent et l'amplitude de l'écho résultant peut être modifiée à volonté en déphasant l'une des ondes par rapport à l'autre. Sur la figure 3 (courbe 2) est représenté le déphasage nécessaire pour obtenir un écho d'amplitude minimale. La différence $\Delta\varphi = \pi/2$ pour les deux polarisations montre que les coefficients β_L et β_T de l'interaction paramétrique sont de signes opposés ; en effet, les deux ondes inversées sont alors en opposition de phase et il faut avancer ou retarder l'action de renversement du temps sur un des échos d'un quart de période pour compenser ce déphasage. C'est parce que l'amplitude de chaque écho s'exprime comme une fonction impaire de β que leur interférence est sensible au signe de cette constante. Par ailleurs, ce phénomène d'interférence apparaît comme une confirmation supplémentaire de l'existence de deux groupes de phonons, longitudinaux et transversaux, en même temps qu'il montre qu'une cohérence partielle relie les phonons engendrés par la première impulsion, quel que soit leur trajet dans le cristal.

3. **Expériences sur le quartz.** — Le quartz est un cristal qui, dans des conditions usuelles, à 9 GHz, ne donne pas d'échos de phonons [1], [5]. Ceci s'explique par la valeur de ses coefficients β (notés $\frac{1}{2}\,\delta$ dans la réf. [7]) et par la faiblesse probable de ses anharmonicités diélectriques. L'emploi d'une puissante source auxiliaire de fréquence 18 GHz, peut pallier la petitesse de ces anharmonocités ; c'est pour montrer que la méthode des échos de phonons peut être étendue à tous les cristaux piézoélectriques que cette expérience a été conçue.

Elle est faite sur un échantillon de quartz de coupe X taillé en forme de cylindre de longueur 35 mm dont les faces terminales sont polies ; ainsi l'observation des allers et retours des trains d'ondes ultrasonores est possible. Le renversement du temps n'est pas produit à l'extrémité du cristal, de façon à éviter des interférences possibles entre l'écho de phonons et le train d'ondes ultrasonores (Fig. 4). Il s'effectue dans une cavité parallélépipédique résonnant sur le mode TE_{011} et traversée de part en part par le barreau de quartz dans la zone de champ électrique intense. Le centre de la cavité à 18 GHz est situé à une distance de 21 mm de l'extrémité introduite dans la cavité à 9 GHz.

Le temps τ où la seconde impulsion est envoyée dans la cavité 2, peut être varié à volonté ; mais un

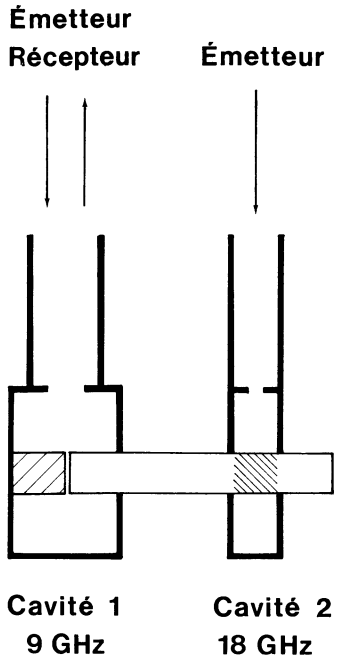

FIG. 4. — Schéma du dispositif utilisé lors des expériences sur le quartz. La zone hachurée représente la région du quartz où le renversement du vecteur d'onde a lieu.

écho, au sens des échos de phonons, n'est obtenu que si elle est appliquée au moment où l'onde ultrasonore passe dans la cavité 2, en se propageant dans un sens ou dans un autre. Son ordre de grandeur est conforme à ce que l'on peut calculer à partir de la valeur numérique du coefficient $\beta_{11111} = 1{,}15\ NV^{-1}\ m^{-1}$ [7] et d'une estimation du champ électrique dans la cavité 2 : $E \simeq 10^5$ V/m. Sur la figure 5, on a représenté dans un diagramme (z, t) les instants d'apparition des échos de phonons et des échos ultrasonores. Ces derniers se produisent à intervalles réguliers aux instants numérotés us_1, us_2, us_3, ... Les échos de phonons, au contraire, apparaissent aux instants 2 a_1 lorsque le renversement a eu lieu à l'instant a_1. L'instant d'apparition de ces différents échos peut être aisément calculé si l'on remarque que dans le diagramme (z, t) la pente des droites est la vitesse des ondes longitudinales.

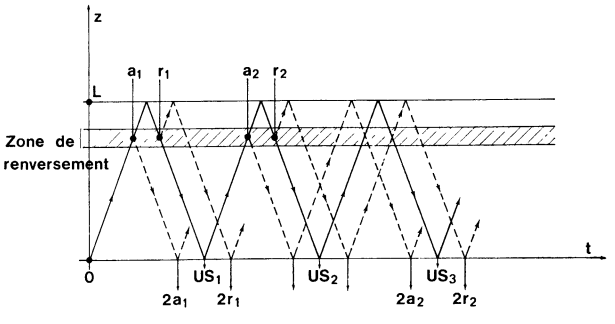

FIG. 5. — Diagramme (z, t) donnant la position des échos ultrasonores et des échos de phonons détectés dans la cavité à 9 GHz. La bande hachurée représente la région du cristal irradiée à 18 GHz.

Ces résultats appellent quelques remarques.

a) Le fait que les échos de phonons n'apparaissent qu'à des instants déterminés, 2 a_1, 2 r_1, ..., montre que les ondes élastiques produites par la première impulsion, ont un comportement balistique, ou tout au moins, que la diffusion élastique n'est pas assez efficace pour redistribuer les phonons (ω, $\mathbf{q}$) dans des modes définis uniquement par la fréquence ω. L'existence des échos ultrasonores en est également une preuve.

b) Le processus paramétrique d'interaction qui a lieu aux instants a_1, r_1, ..., est assez efficace pour produire des échos de phonons ; mais ceux-ci ont une intensité petite puisqu'elle est à un niveau de 40 dB inférieure à celle des échos ultrasonores.

Le même processus n'est cependant pas assez efficace pour amplifier de façon mesurable le faisceau ultrasonore.

c) L'existence d'un écho de phonons est ici susceptible d'une utilisation pratique : la mesure précise du temps de cohérence des ondes ultrasonores.

On sait que la mesure de l'intensité d'un écho ultrasonore est souvent entachée de grosses erreurs, spécialement à haute fréquence. En effet, la grandeur mesurée est proportionnelle à un flux de champ électrique à travers la surface du quartz ; elle est donc sensible à l'angle d'incidence des plans d'ondes [8], c'est-à-dire au parallélisme des faces (cf. Fig. 6*a*).

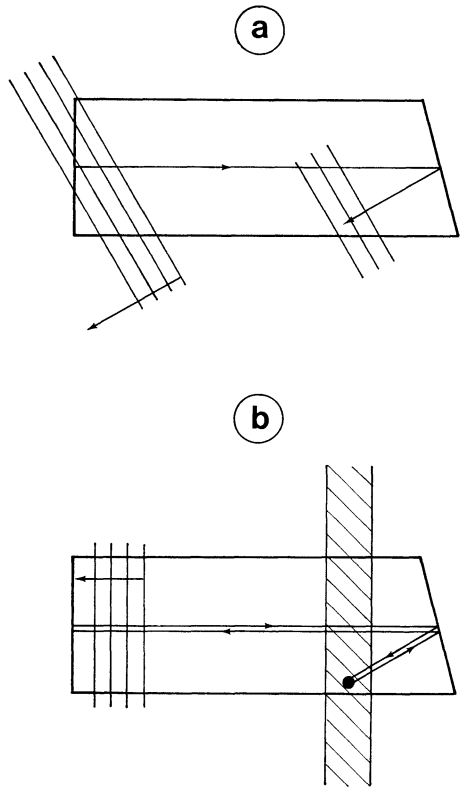

FIG. 6. — Schéma indiquant les méfaits d'un manque de parallélisme des faces sur les échos ultrasonores (*a*). Le retour inverse, dans le cas des échos de phonons (*b*), élimine ces inconvénients.

Il est courant que la succession d'allers et retours donne les résultats indiqués sur la figure 7 ; l'enveloppe des échos ultrasonores n'est pas une exponentielle mais elle présente une allure vaguement périodique et le décrément ne peut être mesuré.

Au contraire, comme il apparaît clairement sur la figure 6*b*, le renversement du vecteur d'onde élimine complètement cet effet nuisible : le véritable écho, celui observé à l'instant 2 τ, qui a suivi strictement le même chemin à l'aller et au retour de son périple, n'est sensible qu'à l'atténuation intrinsèque du cristal :

$$I(2\tau) = I_0 \exp\left(\frac{-2\tau}{T_2}\right).$$

Le résultat de ces mesures est représenté sur la figure 7. Les avantages de cette méthode sont évidents pour des mesures absolues d'atténuation.

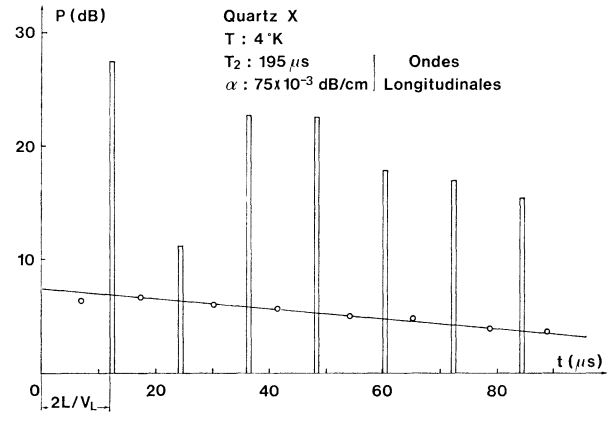

FIG. 7. — Décroissance des échos ultrasonores (représentés par des bâtons) dans un quartz dont le parallélisme des faces laisse à désirer. La décroissance des échos de phonons est représentée par les points ○ ; le premier n'est pas sur la droite expérimentale à cause d'un défaut d'appareillage aux courts intervalles de temps. La pente de cette droite conduit à une atténuation intrinsèque de 75 × 10^{-3} dB/cm.

d) Par principe de la méthode des échos de phonons, aux instants tels que 2 a_1, ..., un plan de phase est reconstitué ; mais ensuite et éventuellement avant que la vibration élastique donne naissance à cet écho, elle se propage dans le cristal et donne son propre système d'échos ultrasonores ; ceux-ci sont affectés des mêmes ennuis que le système principal d'échos ultrasonores us_1, us_2, ... Ceci a été effectivement observé.

4. **Conclusion.** — Les expériences d'échos de phonons réalisées avec deux fréquences ω et 2 ω confirment donc l'interprétation donnée dans [5] et en particulier, l'intervention du couplage $\mathcal{H}_c = \beta E(2\omega)\,\varepsilon(\omega)\,\varepsilon(\omega)$ dont le rôle dans la convolution d'ondes avait déjà été mis en évidence [9], [10]. De plus, l'utilisation d'une source auxiliaire puissante, à la fréquence 2 ω, permet l'extension de la méthode des échos de phonons à des cristaux possédant des coefficients β petits.

Il reste cependant à évaluer numériquement les coefficients β pour chaque cristal.

Pour le quartz, des mesures directes [7] de variation de constante élastique avec le champ électrique donnent une valeur de $\beta \simeq 1$ NV^{-1} m^{-1}, voisine de celle que nous avons pu estimer ici. Par ailleurs dans le molybdate de gadolinium, β vaut 2,5 NV^{-1} m^{-1} loin du point de changement de structure, au voisinage duquel il présente un caractère critique [11].

Pour CdS, l'amplitude comparée des échos de phonons et des échos ultrasonores conduit à $\beta \simeq 10^3$ NV^{-1} m^{-1} ; sachant que des cristaux aussi différents que KDP, SbSI, ZnO, ont un coefficient β de valeur aussi grande, il reste à expliquer l'origine physique de ce coefficient, sa dépendance éventuelle en température et en fréquence et l'influence de l'éclairement. C'est l'objet des recherches qui sont actuellement menées.

Bibliographie

[1] KOPVILLEM, U. Kh., SMOLYAKOV, B. P. et SHARIPOV, R. Z., *Sov. Phys. JETP Lett.* **13** (1971) 398.

[2] POPOV, S. et KRAINIK, N., *Sov. Phys. Solid State* **12** (1971) 2440.

[3] FRÉNOIS, Ch., JOFFRIN, J., LEVELUT, A. et ZIOLKIEWICZ, S., *Solid State Commun.* **11** (1972) 327.

[4] JOFFRIN, J. et LEVELUT, A., *Phys. Rev. Lett.* **29** (1972) 1325.

[5] BILLMANN, A., FRÉNOIS, Ch., JOFFRIN, J., LEVELUT, A. et ZIOLKIEWICZ, S., *J. Physique* **34** (1973).

[6] HAHN, E. L., *Phys. Rev.*, **80** (1950) 580.

[7] HRUSKA, K. et KAZDA, V., *Czecho. J. Phys.* **A 18** (1968) 500.

[8] CARR, P. H. et STRANDBERG, N. W. P., *J. Phys. Chem. Solids* **23** (1962) 923.

[9] SVAASAND, L. O., *Appl. Phys. Lett.* **15** (1969) 300.

[10] THOMPSON, R. B. et QUATE, C. S., *J. Appl. Phys.* **42** (1971) 907.

[11] COURDILLE, J. M. et DUMAS, J., *Phys. Rev.* (à paraître).