**PROPAGATION D'IMPULSIONS ULTRASONORES
DANS LES MONOCRISTAUX MÉTALLIQUES**

Par P. Biquard, J. N. Aubrun,
A. Bourret et D. Launois,

I. L'étude de la propagation des ondes ultrasonores dans les monocristaux métalliques a déjà fourni des renseignements importants sur les réactions entre les électrons de conduction et les vibrations élastiques du réseau. Un exposé théorique et expérimental d'ensemble a été publié par R. W. Morse [1].

Nous avons déterminé la vitesse et le coefficient d'absorption des ultrasons dans des monocristaux d'argent, d'aluminium, de germanium, d'antimoniure d'indium et de gallium pour des températures comprises entre la température ordinaire et 1 °K, en présence ou non de champ magnétique.

II. **Dispositif expérimental.** — L'échantillon à étudier reçoit d'un quartz piézoélectrique des impulsions ultrasonores brèves (0,5 à 2 microsecondes) répétées

mille fois par seconde. Le quartz émetteur d'ultrasons est également utilisé pour la réception des échos successifs. Ceux-ci sont amplifiés, détectés et observés sur l'écran d'un oscilloscope. Des signaux dérivés d'un maître oscillateur à quartz (1 mégacycle) permettent la mesure du temps.

Des bobines de Helmholtz et un solénoïde permettent de placer l'échantillon dans un champ magnétique de direction et d'intensités réglables.

III. Vitesse de propagation des ultrasons. — La vitesse est déterminée en mesurant, à l'aide de l'échelle

TEMPÉRATURES	293 °K	77 °K	20 °K	4,2 °K	1 °K
Ondes longitudinales	3 420 ± 20	3 465 ± 20	3 480 ± 20	3 480 ± 17	3 408 ± 17
Ondes transversales		2 180 ± 20	2 160 ± 10		

Le calcul des constantes élastiques C_{11} , C_{12} et C_{44} effectué à partir de ces résultats donne les valeurs ci-dessous à 20 °K (en dynes/cm²). Nous avons indiqué également les valeurs obtenues à 270 °K par Röhl [3]

	20 °K	270 °K (Röhl)
C_{11}	12,6 · 10 ¹¹	13,1 · 10 ¹¹
C_{12}	10,2 · 10 ¹¹	10,1 · 10 ¹¹
C_{44}	4,8 · 10 ¹¹	4,35 · 10 ¹¹

Germanium. — Axe 111 longueur de l'échantillon à 20 °C : 39,58 mm

TEMPÉRATURES	77 °K	4,2 °K	1 °K
Ondes longitudinales	5 590 ± 50	5 614 ± 50	5 604 ± 50
Ondes transversales	3 059 ± 25	3 069 ± 25	

Antimoniure d'indium. — Longueur de l'échantillon à 20 °C : 24,7 mm.

TEMPÉRATURES	293 °K	77 °K
Ondes longitudinales	3 860 ± 20	3 930 ± 20

Gallium. — Pour un des échantillons une ambiguïté subsiste encore quant à l'orientation du monocristal.

1. *Axe suivant b ou a.* — Longueur de l'échantillon à 20 °C : 33,962 mm.

TEMPÉRATURES	273 °K	77 °K
Ondes longitudinales	3 989 ± 20	4 149 ± 20

2. *Axe suivant c.* — Longueur de l'échantillon à 20 °C : 33,934 mm.

TEMPÉRATURES	273 °K	77 °K	4,2 °K
Ondes longitudinales	4 805 ± 20	4 935 ± 20	4 950 ± 30
Ondes transversales		2 715 ± 20	

de temps de l'horloge à quartz, la durée qui sépare deux échos successifs. Les résultats ci-dessous sont relatifs à des ultrasons de fréquence 62 MHz et sont exprimés en mètres par seconde. Il convient de remarquer que la précision des mesures est d'autant plus grande que le coefficient d'absorption est plus petit.

Aluminium. — Axe [100], longueur de l'échantillon à 20 °C : 89,745 mm. Vitesse du son à 77 °K : $6\,340 \pm 40$ (B. W. Roberts [2] indique 6 750).

Argent. — Axe A_4 longueur de l'échantillon à 20 °C : 34,09 mm.

IV. Coefficient d'absorption des ultrasons — Il est possible de mesurer directement les amplitudes des échos successifs ou, comme dans le cas de la figure 1, de superposer sur l'écran de l'oscilloscope les traces de ces échos et la courbe de décharge d'un circuit résis-

FIG. 1. — Échos successifs dans un monocristal de gallium (longueur 49,5 mm ; température 20 °K ; fréquence 60 MHz ; un centimètre sur l'axe horizontal correspond à 20 μs).

tance-capacité. Mais ces méthodes ne sont justifiées que si les amplificateurs conservent un gain constant, indépendant de l'amplitude du signal appliqué à l'entrée. Comme c'est très rarement le cas il est préférable d'utiliser une méthode de faux zéro en ramenant les niveaux des échos successifs à une même valeur arbitraire grâce à l'utilisation d'atténuateurs étalonnés.

D'autre part l'obtention d'échos dont les amplitudes décroissent exponentiellement est conditionnée par un parallélisme rigoureux des faces de l'échantillon et par l'uniformité de la pellicule d'huile siliconée qui permet de faire adhérer le quartz à l'échantillon. On peut calculer que pour le n^{e} écho observé dans un échantillon de longueur l dont les faces font entre elles un angle θ l'amplitude est

$$A_n = A_0 e^{-2anl} \frac{[2J_1(kn)]}{kn}$$

au lieu de

$$A_0 e^{-2\alpha l}$$

avec

$$k = \frac{2\pi\theta D}{\lambda}$$

D étant le diamètre du quartz émetteur, α le coefficient d'absorption, et λ la longueur d'onde des ultrasons. Ce phénomène est d'autant plus marqué que la longueur d'onde est plus petite et a été observé en particulier par E. H. Jacobsen [4] avec des ultrasons de 10^3 MHz.

S'il est relativement aisé, au moins pour les fréquences de l'ordre de 100 MHz, de réaliser des faces bien parallèles il est beaucoup plus difficile d'éliminer l'erreur introduite dans la mesure de l'absorption par les pertes à la réflexion. Cette dernière s'effectue sans pertes à la surface de séparation entre l'échantillon et l'air (ou l'hélium liquide). Mais entre l'échantillon et le quartz le coefficient de réflexion est inférieur à l'unité. Ce problème a été examiné par de nombreux auteurs, en particulier par McSkimmin [5], Redwood et Lamb [6]. L'indétermination qui règne sur le coefficient de réflexion peut être levée à condition de disposer d'échantillons de longueurs différentes, mais taillés dans le même monocristal. Nous avons pu ainsi effectuer les mesures d'absorption à 293 °K et à 77 °K dans le germanium. Les résultats obtenus ont été, pour la fréquence 62 MHz

	LONGUEUR 92,49 mm	LONGUEUR 39,58 mm
293 °K	0,33 db/cm	0,55 db/cm
77 °K	0,19 db/cm	0,30 db/cm

Or, si β est l'absorption exprimé en db/cm et K le coefficient de réflexion, on a pour un échantillon de longueur l :

$$\beta_{\text{observé}} = \beta_{\text{vrai}} - \frac{20 \log_{10} K}{2l}.$$

Dans nos expériences cela conduit à

$$\beta_{\text{vrai}} = 0,17 \text{ db/cm à } 293 \text{ °K}$$

$$\beta_{\text{vrai}} = 0,11 \text{ db/cm à } 77 \text{ °K}$$

V. Résonance géométrique dans le gallium. — L'étude de l'absorption des ultrasons aux très basses températures permet de mettre en évidence l'action du champ magnétique sur les électrons de conduction.

La théorie de ces phénomènes a été établie par Kjeldaas [7] pour le cas du champ magnétique parallèle au vecteur d'onde et par Pippard [8], Cohen et Harrison [9] dans le cas où le champ magnétique est perpendiculaire au vecteur d'onde (résonance géométrique).

C'est cette résonance que nous avons pu observer sur un cristal de gallium dont l'axe est dirigé suivant c , la longueur de l'échantillon étant, à 20 °C, de 33,934 mm. Les expériences ont été effectuées à 1 °K, la fréquence ondes ultrasonores longitudinales étant 61,4 MHz.

La figure 2 représente l'absorption (en unités arbitraires) en fonction de l'inverse du champ magnétique.

On retrouve bien les oscillations prévues dans la théorie de la résonance géométrique. Les expériences devront être poursuivies pour des valeurs plus élevées du champ magnétique.

Fig. 2.

Cependant, dès maintenant, la périodicité observée étant environ de

$$\Delta\left(\frac{1}{B}\right) = 15 \text{ (web/cm}^2\text{)}^{-1}$$

la formule de Pippard

$$\Delta\left(\frac{1}{B}\right) = \frac{e\lambda}{\hbar ky}$$

λ longueur d'onde des ultrasons (81 microns) donne pour l'extension totale K_y de l'orbite de l'électron sur la surface de Fermi la valeur

$$K_y = 8,1 \cdot 10^9 \text{ m}^{-1}.$$

Le paramètre cristallin b étant ici 4,5 Å la longueur de la première zone de Brillouin dans la direction y de propagation des ultrasons est $2\pi/b = 13,9 \times 10^9 \text{ m}^{-1}$. Les surfaces de Fermi et de Brillouin sont donc du même ordre de grandeur.

Ces recherches ont été effectuées au Laboratoire d'Électricité Générale de l'École Supérieure de Physique et de Chimie au Directeur de laquelle, M. René Lucas, nous exprimons notre gratitude.

Nous remercions M. Pierre de la Bretèque qui nous a fourni le gallium ainsi que MM. Epelboin et Defrain qui ont préparé les monocristaux de gallium et nous ont aidés de leurs conseils.

Nous remercions également M^{me} Devaux-Morin et M. Oglobev pour leur aide précieuse et permanente.

Enfin, nous remercions M^{lle} C. Charon, MM. J. Bed-

narik, C. Chapoton, Guermeur, C. Motsch et G. Seité
pour la part qu'ils ont prise à ces travaux.

Lettre reçue le 26 août 1962.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Ultrasonic attenuation in metals at low temperatures
par R. W. MORSE, Progress in Cryogenic, vol. I,
Heywood and Cy Ltd, Londres, 1959, pages 221-259.
 - [2] ROBERTS (W. B.), *Phys. Rev.*, 1960, **119**, 6, 1889-1896.
 - [3] RÖHL, *Ann. der Physik*, 1933, **16**, 887.
 - [4] JACOBSEN (E. H.), General Electric Report n° 59-RL-
2295 M, novembre 1959, p. 6.
 - [5] McSKIMMIN (H. J.), *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1955, **27**, 302.
 - [6] REDWOOD (M.) et LAMB (J.), *Proc. Inst. Elect. Eng.*,
1956, B **103**, 773.
 - [7] KJELDAAS, *Phys. Rev.*, 1960, **113**, 1473.
 - [8] PIPPARD, *Proc. Roy. Soc.*, 1960, **257**, 189.
 - [9] COHEN et HARRISON, *Phys. Rev.*, 1959, **117**,
-