



HAL
open science

Contribution à l'étude de la détection bolométrique d'hypersons

M. Martin, J.Y. Desmons, E. Bridoux, M. Moriamez

► **To cite this version:**

M. Martin, J.Y. Desmons, E. Bridoux, M. Moriamez. Contribution à l'étude de la détection bolométrique d'hypersons. *Revue de Physique Appliquée*, 1974, 9 (3), pp.515-520. 10.1051/rphysap:0197400903051500 . jpa-00243811

HAL Id: jpa-00243811

<https://hal.science/jpa-00243811>

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.

REVUE DE PHYSIQUE APPLIQUÉE

Supplément au « Journal de Physique »

Classification
Physics Abstracts
7.260

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA DÉTECTION BOLOMÉTRIQUE D'HYPERSONS

M. MARTIN, J. Y. DESMONS, E. BRIDOUX et M. MORIAMEZ

Laboratoire d'Ultrasons, Centre Universitaire, 59326 Valenciennes, France

(Reçu le 10 octobre 1973)

Résumé. — La valeur de l'atténuation apparente d'une onde hypersonore se propageant dans un substrat, mesurée avec un bolomètre est beaucoup plus grande que l'atténuation intrinsèque de ce substrat. Nous expliquons ce fait par le déphasage introduit par le bolomètre à chaque réflexion de l'onde. L'amplitude de tension détectée par le bolomètre est proportionnelle à la puissance hypersonore « moyenne » incidente. Nous calculons la puissance absorbée en introduisant un champ électrique induit dans la couche par la vibration mécanique. La comparaison des résultats théoriques et expérimentaux permet de déduire une valeur du potentiel de déformation de l'étain, compatible avec les valeurs publiées antérieurement.

Abstract. — The value of the apparent attenuation of a hypersonic wave moving in a substrate, measured with a bolometer, is much higher than the intrinsic attenuation of this substrate. We explain this fact by the phase shift introduced by the bolometer at each reflection of the wave. The amplitude of the pulse of tension detected by the bolometer is proportional to the « averaged » incident hypersonic power. We calculate the absorbed power by introducing an electric field induced in the film by the mechanical vibration. The comparison between the theoretical and experimental results allows us to deduce a value of the deformation potential of tin consistent with previously published values.

1. Introduction. — La réponse des bolomètres à une impulsion de chaleur [1] ou à une onde hypersonore [2], se manifeste par la création d'une impulsion de tension continue dans le circuit de polarisation. L'amplitude de l'impulsion de tension est proportionnelle à la puissance absorbée par le bolomètre. Dans un substrat de quartz à la température de l'hélium liquide, l'atténuation est très faible [3] et la puissance de chaque impulsion hypersonore qui excite le bolomètre varie peu. L'enveloppe des « échos » détectés devrait être exponentielle. Par contre, la cavité coaxiale, placée à l'autre extrémité du quartz (Fig. 1) détecte la moyenne du champ piézoélectrique associé à la vibration mécanique. Les faces opposées des barreaux de quartz n'étant pas parfaitement parallèles, les ondes hypersonores s'écartent donc progressivement de l'axe du barreau au cours des réflexions successives, et le champ piézoélectrique sur la face du quartz situé dans la cavité présente des variations de phase locale qui diminuent sa valeur moyenne. Les oscillogrammes relevés sont modulés par une courbe en $\left| \frac{\sin x}{x} \right|$ [4], [5], [6].

Nous représentons le montage expérimental dans la figure 1. Les résultats montrent que :

— La détection du côté de la cavité est fort affectée par la présence du bolomètre.

— Les valeurs de l'atténuation des ondes hypersonores mesurées par le bolomètre et par la cavité sont plus grandes que la valeur de l'atténuation intrinsèque du quartz.

— Les oscillogrammes relevés avec la détection bolométrique présentent une modulation. Le bolomètre est donc sensible à la phase de l'onde acoustique.

Pour tenter d'expliquer qualitativement ces résultats, on montre que l'onde hypersonore induit dans la couche un champ électrique proportionnel à la déformation à l'interface substrat-couche. Ce champ permet de déduire la puissance acoustique absorbée sous forme de chaleur dans la couche [7].

2. Effets de déphasage dus au bolomètre. — Les résultats expérimentaux antérieurs [2], [8] montrent que l'atténuation apparente mesurée des échos hypersonores est différente suivant que l'on utilise la détection bolométrique ou une détection superhétérodyne classique. Nous avons trouvé [8] une atténuation de 0,75 décibel par centimètre entre deux échos avec la détection bolométrique et de 1 décibel par centimètre avec la détection superhétérodyne, en ondes longitudinales, à 3 GHz, avec un bolomètre en étain.

Ces résultats expérimentaux montrent que la couche bolométrique d'étain perturbe la mesure de manière appréciable et nous supposons que l'atténuation sup-

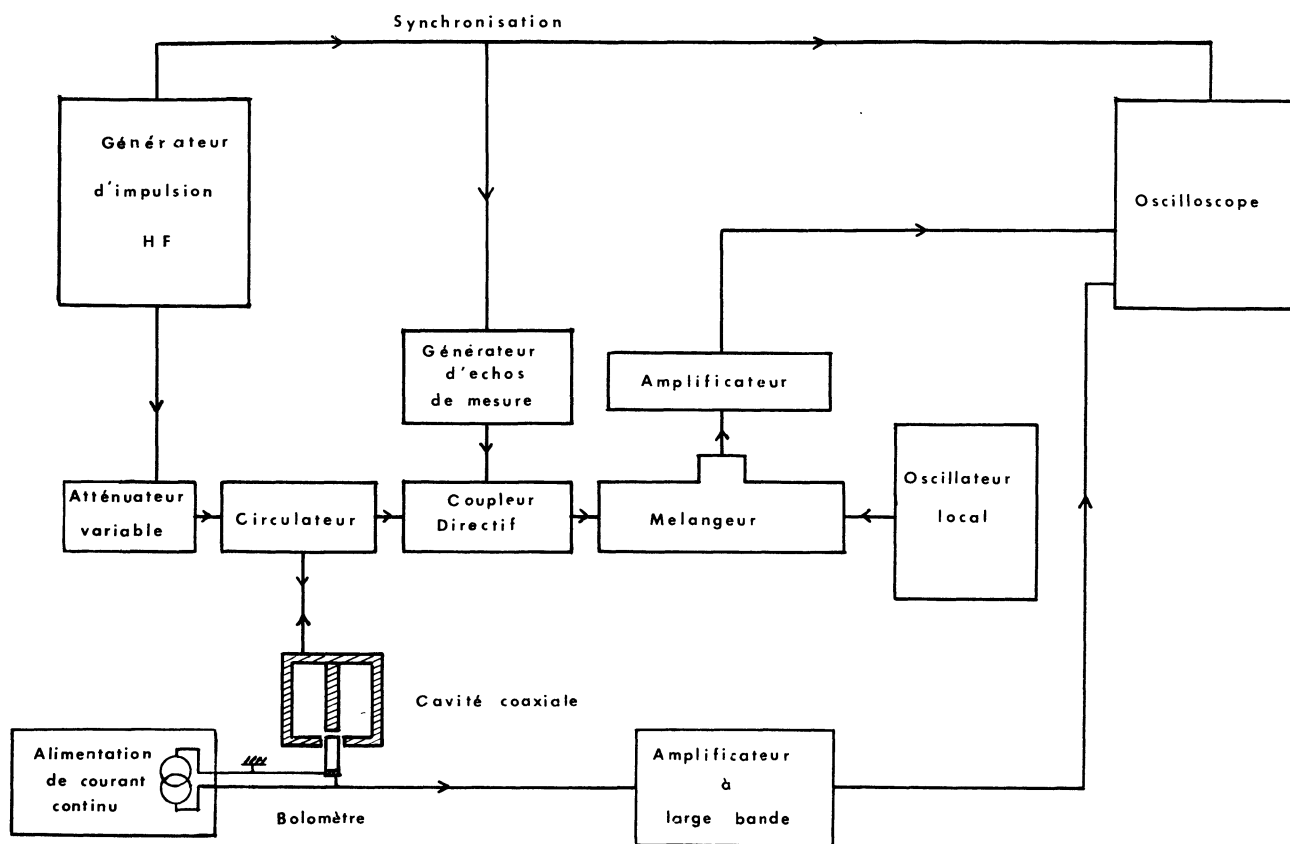


FIG. 1. — Montage expérimental.

plémentaire causée par celle-ci est due principalement aux effets de déphasage destructifs. Une onde se réfléchissant sur la surface où est déposée la couche bolométrique, présente lors de la réflexion trois déphasages différents par rapport à l'onde incidente, correspondant aux interfaces quartz-hélium, quartz-étain et étain-hélium.

Nous avons voulu vérifier cette hypothèse expérimentalement. Pour cela, nous avons mesuré l'atténuation hypersonore entre 900 et 1 000 MHz d'un rutile, avec une couche transductrice de CdS, en ondes longitudinales.

Nous avons refait la mesure, avec en plus, sur la surface libre du rutile, une couche uniforme d'étain. Les résultats sont très peu différents de ceux de l'expérience précédente.

Enfin, nous avons fait une troisième série de mesures, cette fois avec la couche d'étain taillée sous forme de bolomètre, à l'aide d'un microscalpel en verre pyrex et d'un micromanipulateur.

Nous avons observé une augmentation de l'atténuation entre deux échos après la taille de la couche d'étain au microscalpel (augmentation de 1 à 4 dB). C'est pourquoi nous pensons que le mécanisme d'atténuation dû au déphasage introduit par la couche taillée est primordial.

Ce déphasage introduit par le bolomètre explique la valeur de l'atténuation apparente mesurée par la

détection superhétérodyne en présence de la couche d'étain.

La valeur de l'atténuation apparente fournie par le bolomètre [2], [8] est déduite de la décroissance quasi exponentielle des premiers échos détectés. Cette valeur de l'atténuation (0,75 décibel par centimètre) est plus grande que l'atténuation intrinsèque du quartz [3].

Nous avons observé avec la détection bolométrique des échos dont l'enveloppe présente une modulation (Fig. 2).

L'expérience est faite avec un quartz de coupe AC, de longueur 14,15 mm, à la fréquence de 3 GHz et en ondes transversales.

La modulation des échos explique la forte atténuation mesurée dans la partie « exponentielle » mesurée auparavant et montre que le bolomètre est sensible à la phase de l'onde hypersonore.

D'autre part, B. Abeles [9] émet des ondes hypersonores transversales dans un barreau de Germanium au moyen d'une couche transductrice d'Indium excitée par un champ électromagnétique. La détection s'effectue par le phénomène inverse. Une onde hypersonore peut donc induire un champ électrique dans une couche métallique, toute propriété piézoélectrique étant écartée ; le champ électrique produira un courant qui dissipera l'énergie par effet Joule. Le bolomètre détecte cette puissance absorbée, proportionnelle à la valeur moyenne du carré du champ électrique.

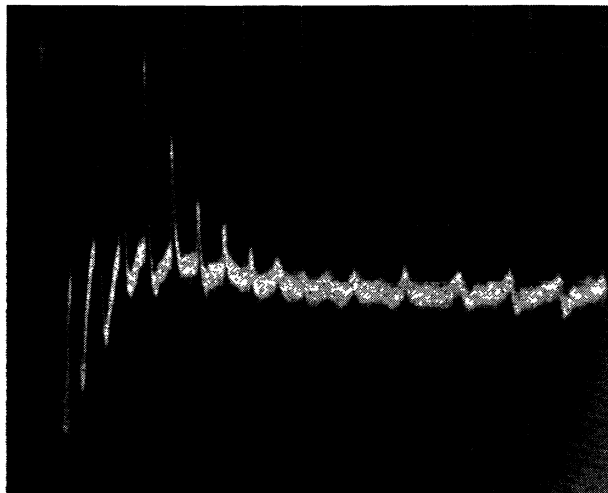


FIG. 2. — Echos détectés par le bolomètre en ondes transversales. On remarque la modulation présentée par l'enveloppe des échos. En abscisse 1 division correspond à 20 μ s et en ordonnée 10 μ V.

Le bolomètre sous forme de serpent, introduit une perturbation dans l'onde réfléchie, perturbation qui se manifeste par l'introduction de « marches » dans le front d'onde réfléchi. Les défauts d'orientation du cristal et de parallélisme des faces déplacent à chaque réflexion le front d'onde par rapport au bolomètre. La valeur moyenne spatiale effectuée par le bolomètre (et évaluée à l'interface quartz-couche) est nécessairement inférieure à la précédente. Il y a introduction d'une atténuation « apparente ».

3. Calcul du champ induit. — E. Lax et F. L. Vernon [10] font intervenir pour expliquer la réponse des jonctions Tunnel aux ondes hypersonores longitudinales, une différence de potentiel entre les deux couches induite par l'onde incidente. L'hypothèse d'une très grande longueur d'onde acoustique conduisant à un potentiel uniforme explique effectivement la réponse des jonctions Tunnel, puisqu'il y a différence de potentiel entre les deux couches mais ne peut expliquer la réponse d'une seule couche, c'est-à-dire d'un bolomètre. En effet, une énergie potentielle indépendante de la position des électrons n'introduit pas de transitions pour les états électroniques. D'autres auteurs [11] introduisent un potentiel moyen au lieu d'un potentiel uniforme, appliqué aux jonctions Tunnel.

Nous présentons un calcul en seconde quantification conduisant à un champ constant induit par l'onde hypersonore dans une couche métallique.

L'hamiltonien d'un métal peut se mettre sous la forme [12]-[15]

$$\mathcal{H} = \sum_{q,r} \hbar\omega_{qr} (a_{qr}^+ a_{qr} + \frac{1}{2}) + \sum_{k,s} \varepsilon_k C_{ks}^+ C_{ks} - \sum_{\substack{k,k',s \\ q,r}} g_{kk'}(q, r) C_{k's}^+ C_{ks} (a_{qr} + a_{-qr}^+) + \mathcal{H}_{\text{coulomb}}. \quad (3.1)$$

Le premier terme représente l'hamiltonien des phonons qui se propagent dans le système des ions : q est le vecteur d'onde, r indice de polarisation, a_{qr}^+ , a_{qr} sont les opérateurs création et annihilation du phonon (q, r) ; C_{ks}^+ , C_{ks} les opérateurs fermion, ε_k les énergies des électrons dans le réseau.

Le deuxième terme représente l'hamiltonien des électrons de conduction dans le réseau.

Le troisième terme représente l'interaction électron-phonon, $g_{k'k}(q, r)$ étant les constantes de couplage.

Le quatrième terme $\mathcal{H}_{\text{coulomb}}$ représente l'interaction coulombienne entre électrons.

Si m représente l'indice d'une maille et j l'indice de l'ion dans la maille, on appelle U_j^m le déplacement de l'ion (m, j) par rapport à sa position d'équilibre.

Supposons que l'on excite directement le système des ions par un ensemble de force $F_j^m(t)$ agissant chacune sur l'ion (m, j). L'énergie potentielle totale à ajouter à \mathcal{H} sera

$$- \sum_{m,j} F_j^m(t) U_j^m.$$

Développons U_j^m en opérateurs phonons,

$$U_j^m = \sum_{qr} \frac{e_{qr}(j)}{\sqrt{\frac{2N'\mu_j\omega_{qr}}{\hbar}}} e^{-iq \cdot m} (a_{qr} + a_{-qr}^+) \quad (3.2)$$

où $e_{qr}(j)$ est le vecteur de polarisation, N' le nombre de mailles, μ_j la masse de l'ion j . On obtient

$$\sum_{m,j} F_j^m(t) U_j^m = \sum_{qr} \alpha_{qr}(t) (a_{qr} + a_{-qr}^+) \quad (3.3)$$

en posant

$$\alpha_{qr}(t) = \sum_{mj} \frac{F_j^m e_{qr}(j) e^{-iq \cdot m}}{\sqrt{\frac{2N'\mu_j\omega_{qr}}{\hbar}}}. \quad (3.4)$$

On remarque : $\alpha_{qr}^+(t) = \alpha_{-qr}(t)$. L'énergie potentielle peut s'écrire

$$-\frac{1}{2} \sum_{qr} [\alpha_{qr}(t) a_{qr} + \alpha_{qr}^+(t) a_{qr}^+]. \quad (3.5)$$

L'énergie des ions devient

$$\sum_{qr} \left[\hbar\omega_{qr} (a_{qr}^+ a_{qr} + \frac{1}{2}) - \alpha_{qr}(t) a_{qr} - \alpha_{qr}^+(t) a_{qr}^+ \right]. \quad (3.6)$$

Ce qui peut encore s'écrire

$$\sum_{qr} \hbar\omega_{qr} \left[\left(a_{qr}^+ - \frac{\alpha_{qr}}{\hbar\omega_{qr}} \right) \left(a_{qr} - \frac{\alpha_{qr}^+}{\hbar\omega_{qr}} \right) + \frac{1}{2} - \frac{\alpha_{qr}^2}{\hbar\omega_{qr}} \right]. \quad (3.7)$$

Posons

$$A_{qr} = a_{qr} - \frac{\alpha_{qr}^+}{\hbar\omega_{qr}}; \quad A_{qr}^+ = a_{qr}^+ - \frac{\alpha_{qr}}{\hbar\omega_{qr}} \quad (3.8)$$

A_{qr} peut se mettre sous la forme

$$A_{qr} = U_{qr}^+(t) a_{qr} U_{-qr}(t)$$

où l'opérateur

$$U_{qr}^+(t) = \exp \left[\frac{\alpha_{qr}^+ a_{qr} - \alpha_{qr}^- a_{qr}^+}{\hbar \omega_{qr}} \right] \quad (3.9)$$

est unitaire et commute avec toutes les variables électroniques.

Nous pouvons finalement écrire l'hamiltonien total dépendant du temps sous la forme :

$$\begin{aligned} \mathcal{H}(t) = & \pi_{qr} U_{qr}^+(t) \left[\sum_{qr} \hbar \omega_{qr} \left(a_{qr}^+ a_{qr} + \frac{1}{2} \right) + \sum_{ks} \varepsilon_k C_{ks}^+ C_{ks} \right. \\ & - \sum_{kk's} g_{kk'}(q, r) C_{k's}^+ C_{ks} (a_{qr} + a_{-qr}^+) \\ & \left. - 2 \sum_{kk's} g_{kk'}(q, r) \frac{\alpha_{qr}^+}{\hbar \omega_{qr}} C_{k's}^+ C_{ks} \right] \pi_{qr} U_{qr}(t) \end{aligned} \quad (3.10)$$

soit

$$\mathcal{H}(t) = U^+(t) [\mathcal{H}_0 + V(t)] U(t)$$

où

$$V(t) = -2 \sum_{kk's} g_{kk'}(q, r) \frac{\alpha_{qr}^+}{\hbar \omega_{qr}} C_{k's}^+ C_{ks} \quad (3.11)$$

représente l'interaction des électrons avec un champ électrique provenant des ions.

La forme obtenue de $\mathcal{H}(t)$ permet de calculer ses vecteurs propres et valeurs propres. Les valeurs propres sont en effet celles de $\mathcal{H}_0 + V(t)$; les vecteurs propres sont ceux de $\mathcal{H}_0 + V(t)$ multipliés par $U^+(t)$.

Dans le cas d'un système de forces stationnaires le problème peut donc être résolu directement de cette façon. Dans le cas d'un système de forces dépendantes du temps, l'approximation adiabatique est applicable : les énergies électroniques dépendent alors du temps.

Appliquons maintenant ces résultats au calcul du champ électrique provenant des ions, dans un milieu ionique continu et isotrope, de surfaces d'énergie électroniques sphériques, et en prenant pour interaction électron-phonon, le modèle de Kittel [16] qui ne retient que la dilatation. L'hamiltonien \mathcal{H}_0 se met alors sous la forme :

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_0 = & \sum_{qr} \hbar \omega_{qr} a_{qr}^+ a_{qr} + \sum_k \varepsilon_k C_{ks}^+ C_{ks} + \\ & + C_1 \int \psi^+(x) \Delta(x) \psi(x) dx \end{aligned} \quad (3.12)$$

où C_1 est un coefficient qui, évalué dans le modèle des électrons libres est égal à :

$$C_1 = -\frac{2}{3} \varepsilon_F \quad (\varepsilon_F \text{ énergie de Fermi})$$

$$\Delta(x) = \text{div } \mathbf{R}(x)$$

$$= -\frac{i}{\sqrt{V}} \sum_{qr} \frac{\mathbf{q} \cdot \mathbf{e}_{qr}}{\sqrt{2 \rho \omega_{qr}}} e^{-iqx} (a_{qr} + a_{-qr}^+) \quad (3.13)$$

où V est le volume de la couche, $\mathbf{R}(x)$ le vecteur dépla-

cement des ions et $\psi(x)$ l'opérateur champ électronique. $V(t)$ se met alors sous la forme :

$$\begin{aligned} V(t) = & \frac{-iC_1}{V} \sum_{kk'} \frac{\mathbf{q} \cdot \mathbf{e}_{qr}}{\rho \omega_{qr}^2} \left[\mathbf{e}_{qr} \int_V \mathbf{F}(x, t) e^{-iqx} dx^3 \right] \times \\ & \times C_{k-q+k}^+ C_k \end{aligned} \quad (3.14)$$

dans laquelle le torseur des forces $\mathbf{F}_j^m(t)$ défini précédemment est remplacé par une densité de forces $\mathbf{F}(x, t)$. $\mathbf{F}(x, t)$ est la tension élastique provenant du substrat à l'interface substrat-bolomètre.

On suppose pour $\mathbf{F}(x, t)$ la forme

$$\mathbf{F}(x, t) = \delta(x) \cdot F_0 \sin \omega t,$$

$V(t)$ se simplifie

$$V(t) = \frac{-iC_1 F \sin \omega t}{\rho v^2 d} \sum_{kkq} \frac{1}{q} C_{k-q+k}^+ C_k \quad (3.15)$$

où d , ρ et v sont pour la couche d'étain, l'épaisseur, la densité et la vitesse des ondes sonores. $V(t)$ sous cette forme est équivalente à l'énergie potentielle des électrons soumis à un champ électrique $\mathbf{E}(t)$ que nous pouvons expliciter. Supposons qu'un électron situé au point x possède l'énergie potentielle $e\mathbf{E}(t) \cdot \mathbf{x}$. En seconde qualification, on écrit ce potentiel sous la forme :

$$e\mathbf{E}(t) \cdot \mathbf{x} = \sum_{k'k} C_{k'}^+ C_k \int_V \frac{e^{-ik'x}}{\sqrt{V}} [e\mathbf{E}(t) \cdot \mathbf{x}] \frac{e^{ikx}}{\sqrt{V}} dx^3 \quad (3.16)$$

où nous avons pris les fonctions d'onde des électrons sous forme d'ondes planes. On remarque qu'en prenant $\mathbf{E}(t)$ proportionnel à $\sin \omega t$, on retrouve l'expression de l'énergie potentielle

$$e\mathbf{E}(t) \cdot \mathbf{x} = eE \sin \omega t \sum_{k,q} \frac{1}{iq} C_{k-q}^+ C_k \quad (3.17)$$

en identifiant les deux formules

$$eE = \frac{+C_1 F}{\rho v^2 d} \quad (3.18)$$

La puissance dissipée par effet Joule dans la couche est

$$P_a = \frac{\sigma}{2} \left(\frac{C_1 S}{ed} \right)^2 \cdot V \quad (3.19)$$

où S représente la contrainte dans la couche à l'interface substrat étain et où V et σ sont le volume et la conductivité de la couche.

La puissance efficace absorbée dépend donc de la valeur moyenne du carré de la contrainte à l'interface quartz-couche et est reliée au potentiel de déformation de la couche C_1 .

4. Détermination du potentiel de déformation. — L'équation d'équilibre d'un bolomètre peut s'écrire [17]

$$C \frac{dT}{dt} + G(T - T_0) = I^2 R + P_a \quad (4.1)$$

C est la capacité thermique du bolomètre, G sa conductance thermique $I^2 R$ la chaleur dissipée par effet Joule et P_a la puissance acoustique absorbée par la couche d'étain, T sa température et T_0 la température du bain d'hélium dans lequel elle est plongée. En maintenant P_a et T_0 constants, nous obtenons :

$$G = \frac{d(I^2 R)}{dT} \gamma \quad \text{avec} \quad \gamma = \frac{dR}{dT} \quad (4.2)$$

l'équation d'équilibre peut se mettre sous la forme

$$C \frac{d\Delta R}{dt} + G(\Delta R) = \gamma(I^2 \Delta R + P_a). \quad (4.3)$$

A une impulsion hypersonore incidente, correspond une impulsion de tension

$$V = I \Delta R = \frac{I \gamma P_a}{G} \left(1 - \frac{I^2 \gamma}{G}\right)^{-1} \quad (4.4)$$

avec $\frac{I^2 \gamma}{G} \ll 1$ en première approximation, l'impulsion de tension se réduit à

$$V = \frac{\gamma I P_a}{G}. \quad (4.5)$$

La détermination expérimentale de G et la mesure de V fournissent la puissance absorbée P_a .

Nous avons déterminé G directement du point de fonctionnement choisi pour la détection bolométrique [18]. Nous avons représenté la résistance électrique en courant continu en fonction de la température lors de la transition état normal-état supraconducteur, pour différentes valeurs du courant continu. La figure 3 donne un exemple de ces courbes pour une couche d'étain d'épaisseur 0,65 μ .

La température est déterminée en mesurant la pression au-dessus du bain d'hélium liquide en équilibre avec sa vapeur à l'aide d'une colonne de mercure. En supposant linéaire la partie de courbe correspondant aux résistances comprises entre 25 % et 75 % de la valeur de la résistance normale R_N , nous avons pu calculer $\gamma = \Delta R/\Delta T$. En comparant nos résultats expérimentaux, nous avons pu montrer que γ diminue lorsque le courant augmente. Pour la valeur de G nous prenons :

$$G = \frac{R_2 I_2^2 - R_1 I_1^2}{R_2 - R_1} \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2}. \quad (4.6)$$

Les valeurs R_1 et R_2 sont définies sur la figure 3.

La valeur de G est de 10^{-2} W.K $^{-1}$. La surface de la couche d'étain réceptrice est environ le tiers de la section droite du quartz, soit $A = 0,1$ cm 2 .

La résistance thermique de nos bolomètres est donc $R = 10$ K cm 2 W $^{-1}$.

Les résultats obtenus sur cinq couches différentes sont représentés au tableau I. Les substrats sont refroidis à l'azote liquide. Les deux premiers résultats ont été obtenus avec des couches évaporées de manière

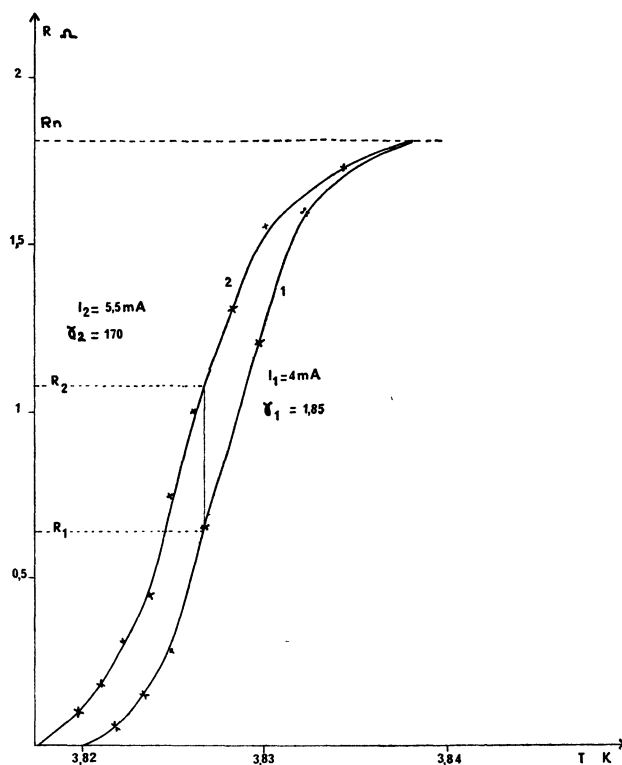


FIG. 3. — Variation de la résistance du bolomètre en fonction de la température pour différents courants.

TABLEAU I

Valeurs du rapport puissance absorbée sur puissance incidente en ondes longitudinales. D'après les valeurs obtenues avec le quartz n° 2, le rapport P_a/P_i est peu sensible à la méthode d'évaporation, mais dépend fortement de la fréquence. La valeur maximale du rapport est donnée par le quartz n° 3 : son épaisseur est proche de $\lambda/2$ à la fréquence de 2 775 MHz. La grande incertitude sur ces valeurs est due principalement à l'incertitude sur la mesure de P_i . En effet, P_i est égale à la puissance acoustique totale engendrée, diminuée de l'atténuation pendant la propagation vers le bolomètre. L'incertitude sur P_i , pour le premier écho détecté par le bolomètre est de ± 2 dB.

	N° Quartz	Epaisseur (μ m)	$\frac{P_a}{P_i}$	
Une seule évaporation	1	0,44	$8 \pm 6 \cdot 10^{-5}$	940 MHz
	4	0,48	$7 \pm 5 \cdot 10^{-5}$	
Plusieurs évaporations successives	2	0,39	$8 \pm 6 \cdot 10^{-5}$	2 775 MHz
	3	0,58	$45 \pm 30 \cdot 10^{-4}$	
	1	0,65	$32 \pm 20 \cdot 10^{-4}$	

continue, en une seule évaporation. En ce qui concerne les autres résultats, les couches ont été obtenues par plusieurs évaporations successives de durée 10 s environ, l'intervalle entre deux évaporations étant de 5 minutes.

Le problème de la perturbation due au bolomètre

dans la mesure de l'atténuation intrinsèque du quartz se pose également pour la détermination de la puissance incidente sur le bolomètre. Nous avons pris la valeur déduite de l'atténuation mesurée par le bolomètre.

Le rapport P_a/P_i , P_a étant la puissance absorbée, P_i la puissance incidente, varie en fonction de la fréquence. A 1 GHz ce rapport est de 10^{-4} et à 3 GHz de 10^{-3} . La détection bolométrique est donc mieux adaptée aux hautes fréquences.

Les résultats expérimentaux du tableau I semblent montrer que le coefficient d'absorption dépend à la fois de la fréquence et de l'épaisseur de la couche. Pour interpréter ces résultats, nous avons calculé le coefficient de transmission de la couche d'étain pour différentes valeurs de l'atténuation. Nous avons pour cela considéré trois milieux d'impédance acoustique, z_1 pour le quartz, z_2 pour l'étain et z_3 pour l'hélium ($z_3 = 0$). Nous faisons l'hypothèse que l'interface étain-hélium est plane. L'impédance ramenée en $x = d$ à l'interface quartz-étain est :

$$z(d) = z_2 \operatorname{th}(\alpha d + jkd) \quad (4.7)$$

avec α le coefficient d'atténuation et k le vecteur d'onde. On en déduit

$$\frac{P_a}{P_i} = 1 - r^2 \quad \text{avec} \quad r = \frac{z_2 \operatorname{th}(\alpha d + jkd) - z_1}{z_2 \operatorname{th}(\alpha d + jkd) + z_1} \quad (4.8)$$

En portant dans (4.8) les valeurs expérimentales du tableau I, nous obtenons $\alpha = 10$ NP/cm à 3 GHz.

La conductivité électrique dans le sens de propagation de l'onde dans la couche d'étain est déduite de la mesure de la résistivité de la couche en courant

continu à la température critique, en négligeant la différence d'orientation et en prenant la conductivité électrique en continu égale à la conductivité électrique à 3 GHz, $\sigma = 10^8 (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$.

Pour la déformation intervenant dans l'expression de la puissance absorbée (2.19), nous prenons en première approximation $S^2 = S_0^2(1 - e^{-4\alpha d})$ où S_0 est la déformation correspondant à l'onde incidente et $S_0 e^{-2\alpha d}$ la déformation de l'onde réfléchiée après un aller et retour dans la couche.

Les valeurs de C_1 sont comprises entre -1 et -6 eV. Le rayon de la sphère de Fermi contenant les 4 électrons de l'étain est de $1,64 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$ [19] et l'énergie de Fermi est donc $\varepsilon_F = 10$ eV. Nos résultats sont dans le même ordre de grandeur.

5. Conclusion. — L'existence d'un champ induit par une vibration mécanique dans une couche métallique explique les effets d'« interférence » détectés par le bolomètre.

La comparaison entre la valeur calculée du champ électrique et les résultats expérimentaux permet de déduire une valeur du potentiel de déformation de l'étain.

Le rapport de la puissance absorbée et de la puissance incidente augmente avec la fréquence, ce qui permet à haute fréquence de détecter de faibles puissances incidentes, mais les effets d'« interférence » introduits par le bolomètre limitent leur emploi.

Remerciements. — Nous remercions M. le Professeur Le Ray d'avoir mis son installation cryogénique à notre disposition et de l'intérêt qu'il a porté à notre travail.

Bibliographie

- [1] VON GUTFELD, R. J. et NETHERCOT, A. H., Jr., *Phys. Rev. Lett.* **12** (1964) 641.
 [2] ANDREWS, J. M., Jr. et STRANDBERG, M. W. P., *J. Appl. Phys.* **38** (1967) 2660.
 [3] ILLUKOR, I. et JACOBSEN, E. H., *Sciences* **153** (1966) 1113.
 [4] GATES, E., *Proc. I. E. E. E.* **52** (1964) 1129.
 [5] CARR, P. H. et STRANDBERG, M. W. P., *J. Phys. Chem. Solids* **23** (1962) 923.
 [6] LAMB, L. et RICHTER, J., *J. Acoust. Soc. Am.* **41** (1967) 4.
 [7] DESMONS, J. Y., Thèse de troisième cycle de l'Université de Lille 1972.
 [8] MARTIN, M., THERY, P., MORIAEZ, C. et LEFEVERE, M. R., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **268 B** (1969) 1164.
 [9] ABELES, B., *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1181.
 [10] LAX, E. et VERNON, F. L., Jr., *Phys. Rev. Lett.* **14** (1965) 256.
 [11] COHEN, M., GOLDSTEIN, Y. et ABELES, B., *Phys. Rev. B* **3** (1971) 2223.
 [12] SCALAPINO, D. J., *Superconductivity* (Parks RD) **1** (1969) 461.
 [13] KITTEL, C., *Théorie quantique du solide* (Dunod) 1967, p. 144.
 [14] RICKAYZEN, G., *Theory of superconductivity* (Interscience Publishers) 1965, p. 113.
 [15] SCHRIEFFER, J. R., *Theory of superconductivity* (Benjamin, Inc. Publishers New York, Amsterdam) 1964, p. 89.
 [16] KITTEL, C., *Théorie quantique du solide* (Dunod) 1967, p. 142.
 [17] BERTIN, C. L. et ROSE, K., *Appl. Phys.* **36** (1968) 2561.
 [18] MORIAEZ, M., MARTIN, M., BRIDOUX, E. et THERY, P., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **270 B** (1970) 248.
 [19] OLSEN, T., *J. Phys. Chem. Solids* (Pergamon Press) **24** (1963) 649.