

**Détection de rayonnements  
à très basse température**

**5e école thématique du 2 au 8 juin 2002**

**THERMALISATION DES PHONONS DANS  
UN BOLOMÈTRE MASSIF**

**A. Juillard**

*CSNSM, IN2P3-CNSR*

*Université Paris XI, Bâtiment 108*

*91405 Orsay Campus.*

*Juillard@csnsm.in2p3.fr*

**Oléron**



# -Thermalisation des phonons hors d'équilibre dans un bolomètre massif-

Nous nous plaçons dans le cas d'un bolomètre massif, l'absorbeur est le plus souvent un diélectrique ou un semiconducteur. Nous considérons également que l'énergie initialement déposée dans le détecteur est élevée par rapport au gap du matériaux considéré : on exclut ainsi les bolomètres pour la détection de rayonnement infra-rouge ( $10^{-1} < E < 1$  eV), visible ( $E \approx 1$  eV), ou ultraviolet ( $E \approx 100$  eV). La conversion de l'énergie de la particule incidente en excitations élémentaires (phonons acoustiques et optiques, paires électrons-trous, plasmons, excitations d'électrons de niveaux profonds...) a été abordée lors de la 4<sup>ème</sup> Ecole de détection de rayonnement à très basse température (Balaruc 1999) par Alex Broniatowski, et le lecteur est invité à s'y reporter. Le résultat est que toutes ces excitations finissent *in fine* en phonons : c'est pourquoi les bolomètres sont des détecteurs universels. Toutefois certaines excitations peuvent avoir un temps de vie relativement long, une paire électron-trou dans du germanium de haute pureté à basse température peut mettre jusqu'à 10  $\mu$ s à se recombiner, dans le cas d'un bolomètre capable de détecteur des phonons balistiques, il faut donc avoir conscience que le signal mesuré ne sera dû qu'à une partie des excitations suivant l'impact de la particule.

L'évolution des phonons hors d'équilibre a été traitée par Jacques Joffrin lors de la 3<sup>ème</sup> Ecole de détection de rayonnement à très basse température (Aussois 1996).

## I. Evolution d'une population de phonons « chauds »

Nous allons prendre le problème à l'envers et nous demander comment évolue et se thermalise une population de phonons de grande énergie dans un cristal à basse température. On considère que suite à l'impact d'une particule des modes de phonons sont peuplés jusqu'à des énergies de l'ordre de  $k_B \Theta_D$  (typiquement 50 meV) sans nous préoccuper de savoir précisément comment ces modes ont été peuplés et nous allons étudier leur relaxation vers l'équilibre (température de l'ordre de 10 mK). On notera en passant que la littérature est assez pauvre en ce qui concerne l'étude des phonons primaires, c'est-à-dire les premiers phonons qui suivent l'impact de la particule.

En premier lieu, nous allons étudier les processus dans un cristal parfait, sans défauts et sans isotopes. Dans de tels cristaux, seuls les processus anharmoniques normaux N interviennent.

## A. Thermalisation par processus anharmoniques normaux N.

Nous avons vu dans le cours introductif sur les phonons que dans l'approximation harmonique il n'y a pas d'interactions entre phonons parce que les modes normaux du cristal vibrent indépendamment. Des corrections anharmoniques sont alors requises pour mieux décrire les forces interatomiques d'un cristal réel, cela est indispensable pour expliquer certaines propriétés des cristaux comme notamment la dilatation ou la conductivité thermique. Les termes anharmoniques couplent alors des modes normaux de fréquence  $\omega_1$  et  $\omega_2$ , plus rigoureusement les perturbations anharmoniques induisent des transitions entre phonons de différents modes.

On observe alors spontanément des processus à trois phonons du type :

$$\left| \omega, \vec{k}, j \right\rangle \Rightarrow \left| \omega_1, \vec{k}_1, j_1 \right\rangle + \left| \omega_2, \vec{k}_2, j_2 \right\rangle$$

avec  $\begin{cases} \vec{k} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 \\ \omega = \omega_1 + \omega_2 \end{cases}$  (1)

Il y a conservation du vecteur d'onde. En effet, à basse température, les processus U (Umklapp, conservation du vecteur d'onde à un vecteur du réseau réciproque près) sont peu probables du fait de la faible population de phonons de vecteur d'onde approprié.

La probabilité de désexcitation par ce processus est calculée en considérant les termes du troisième ordre dans le potentiel d'interaction entre premiers voisins. L'inverse de cette probabilité donne donc le temps de vie du phonon.

Juste après l'impact de la particule, une zone très chaude est créée, la distribution en énergie des phonons peut-être très variable suivant la densité d'énergie déposée et le type de matériaux. Dans un semiconducteur, la relaxation des paires électrons-trous génère une population dense de phonons optiques.

Les phonons optiques de fréquences proches de la fréquence de Debye se scindent spontanément en phonons acoustiques d'énergie plus faible. L'expression analytique de ce temps de vie est complexe à calculer, mais les mesures expérimentales montrent qu'ils sont typiquement de quelques ps. Les phonons acoustiques très énergiques ont également une durée de vie brève (10-100 ps).

La figure 1 [Wolfe 1998, p246] montre comment un phonon optique de haute énergie décroît rapidement en créant plusieurs phonons acoustiques.

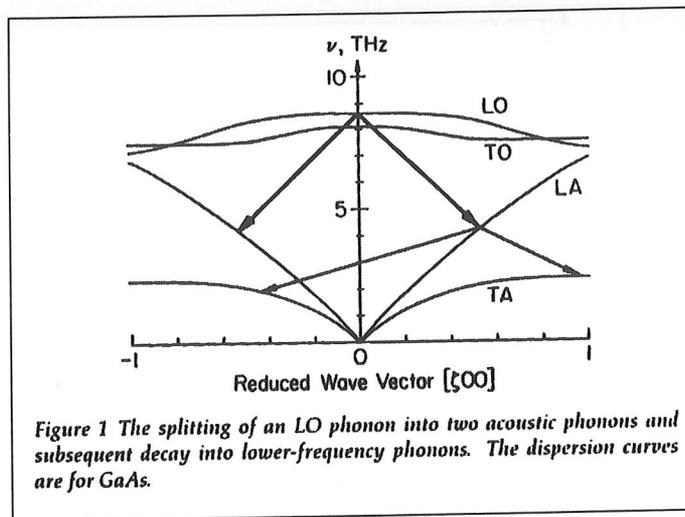


Figure 1

Très rapidement on a donc uniquement des phonons de fréquences très inférieures à la fréquence de Debye. On remarque que le trajet parcouru est très faible pendant ces processus (de l'ordre de la centaine de mailles avec une vitesse du son de  $5.10^5$  cm/s).

Pour  $\omega \ll \omega_D$ , le temps de vie  $\tau_N$  s'exprime de la façon suivante :

$$\frac{1}{\tau_N} = A E^5 \quad (2)$$

(Dans la suite, les énergies E seront exprimées en K, avec  $E = k_B T$ ).

L'expression précédente est une moyenne prise sur toutes les polarisations, et sur tous les vecteurs d'onde. Mais les règles de sélections interdisent cependant certaines transitions, et ainsi certains phonons sont totalement stables vis-à-vis des processus anharmoniques, ces phonons vont donc se propager de manière balistique dans le cristal. L'expression précédente doit donc être multipliée par une fonction sans dimension dépendant du vecteur d'onde, de la polarisation et de la direction cristallographique de propagation. La Figure 2 montre l'allure que peut avoir une telle fonction pour un réseau cubique à face centrée.

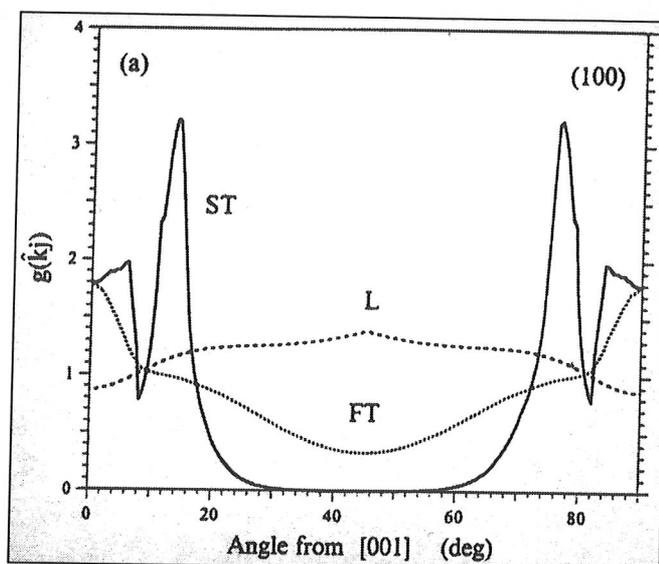


Figure 2

Figure 2 : Probabilité de transition anharmonique en fonction de la direction de propagation. Calcul pour un réseau cfc d'après [Maris 93]. On voit que les phonons transverses lents (ST) ont une probabilité de transition nulle dans une large gamme de vecteur d'onde.

La figure 3 [Wolfe 1998, p209] montre schématiquement une transition spontanée d'un phonon acoustique en deux phonons de moindres énergies, on voit bien que la conservation du vecteur d'onde interdit certaines transitions.

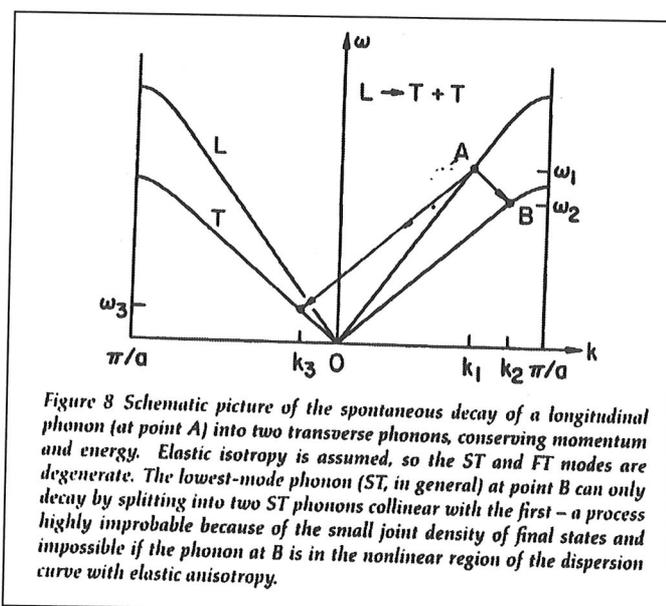


Figure 3 Schematic picture of the spontaneous decay of a longitudinal phonon (at point A) into two transverse phonons, conserving momentum and energy. Elastic isotropy is assumed, so the ST and FT modes are degenerate. The lowest-mode phonon (ST, in general) at point B can only decay by splitting into two ST phonons collinear with the first – a process highly improbable because of the small joint density of final states and impossible if the phonon at B is in the nonlinear region of the dispersion curve with elastic anisotropy.

Figure 3

Des valeurs de A ont été estimées pour le Silicium et le Germanium, la vitesse de Debye moyenne est également indiquée, la signification de B sera expliqué plus loin. :

	Si	Ge
$V_D$ ( $10^5$ cm/s)	5.91	3.55
A ( $s^{-1}K^{-5}$ )	$1.6 \cdot 10^{-4}$	$7.4 \cdot 10^{-4}$
B ( $s^{-1}K^{-4}$ )	0.46	7

Même sans tenir compte de la population de phonons stable, ce phénomène ne peut à lui seul conduire à une thermalisation complète. En effet, étant donné la décroissance en  $E^5$  de  $\tau_N$  les phonons de basse énergie ont une durée de vie très élevée. Par exemple des phonons de 1K et 0.1K ont un temps de vie respectif de 2 heures et de 2 ans !

Physiquement le cristal idéal que nous avons considéré n'existe pas. En effet, le simple fait de considérer les surfaces introduit des processus élastiques I qui vont profondément modifier la description précédente. Plus généralement, ces processus proviennent des imperfections ponctuelles (isotopes, impuretés..) ou étendues (dislocations, défauts de surfaces, désordres...).

## B. Processus de diffusion élastique I.

Ces processus, appelés I, sont du type :

$$|\omega, \vec{k}, j\rangle \Rightarrow |\omega, \vec{k}_1, j_1\rangle \quad (3)$$

On introduit alors  $\tau_I$  temps de vie élastique (temps typique avant de subir une diffusion élastique). On montre que pour  $\omega \ll \omega_D$ , ce temps varie avec l'énergie du phonon comme :

$$\frac{1}{\tau_I} = BE^4 \quad (4)$$

La valeur de B est donnée dans la partie A pour le germanium et le silicium. Dans ces deux cas, les processus I sont surtout dus à des diffusion sur les isotopes, le terme B est alors proportionnel à la variation relative de la masse des isotopes ainsi qu'à leurs concentrations :

$B \propto \sum_n x_n \left(\frac{\Delta M_i}{M}\right)^2$  où  $\Delta M_i$  est la différence entre la masse atomique moyenne et la masse de l'isotope i et  $x_i$  est l'abondance relative de celui-ci.

Les processus I sont des processus de diffusions élastiques et donc l'énergie du phonon ne varie pas. Néanmoins ces processus participent indirectement à la thermalisation en induisant des conversions de polarisation. Ils peuvent, par exemple, changer les phonons transverses lents, dont on a vu précédemment qu'ils pouvaient être stables vis-à-vis des processus anharmoniques, en phonons longitudinaux qui pourront se scinder en phonons de plus basses énergies par processus N.

On peut schématiser cela de la manière suivante :

$$\underbrace{|\omega, \vec{k}, \text{transverse}\rangle}_{\text{stable pour N}} \xrightarrow{\text{processus I}} \underbrace{|\omega, \vec{k}_1, \text{longitudinal}\rangle}_{\text{instable pour N}} \xrightarrow{\text{processus N}} \underbrace{|\omega_1, \vec{k}_1, ?\rangle + |\omega_2, \vec{k}_2, ?\rangle}_{\text{2 phonons de plus basse énergie}} \quad (5)$$

Une fois décrit les mécanismes de thermalisation des phonons, on peut s'intéresser à l'évolution spatiale et temporelle d'une population de phonons. On imagine une « goutte chaude » quasi ponctuelle et l'on se demande comment celle-ci va diffuser et à quelle vitesse.

### C. Évolution d'une population de phonons chauds.

On considère tout d'abord l'évolution d'une population soumise à des processus N et I dans la limite où  $\tau_1 \ll \tau_N$  et  $\tau_1 \ll \frac{L}{V_D}$ ,  $L$  est la dimension typique de l'échantillon,  $\frac{L}{V_D}$  est donc le temps de vol balistique d'un phonon. Il faut donc que les **diffusions élastiques soient très efficaces**.

Les choses se passent alors de la manière suivante : des générations de phonons d'énergies décroissantes se succèdent et, simultanément, on a une diffusion classique due aux chocs élastiques.

On montre [Maris 90] qu'on a alors un régime dit de quasi-diffusion avec les caractéristiques suivantes :

L'énergie moyenne des phonons au temps  $t$  est donnée par :

$$\langle E \rangle = \frac{0.6}{(A t)^{1/5}} \quad (6)$$

La distance sur laquelle a diffusé la population est :

$$r \approx v_D \frac{A^{2/5}}{B^{1/2}} t^{9/10} \quad (7)$$

On remarque que la diffusion est plus lente qu'en propagation purement balistique (on aurait  $r = V_D t$ ), mais plus rapide qu'une diffusion classique (on aurait  $r = \sqrt{Dt}$ ).

Bien que la condition  $\tau_1 \ll \tau_N$  ne soit pas strictement vérifiée, on peut appliquer ces résultats au Silicium afin d'avoir une idée de l'évolution des populations de phonons :

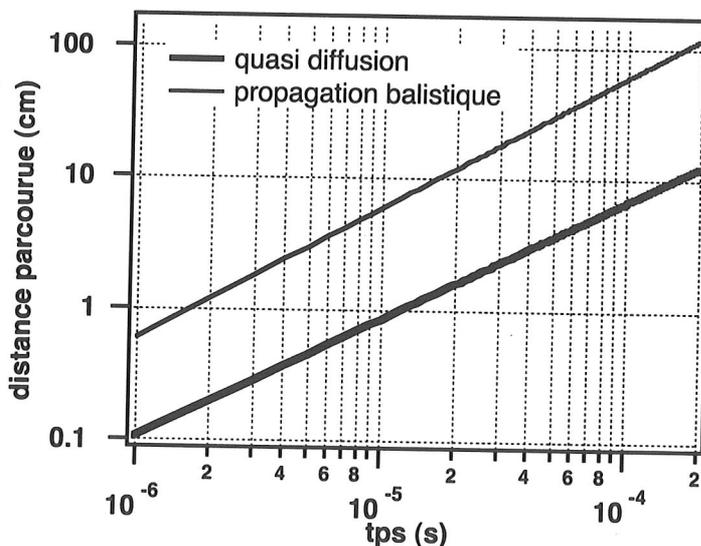


Figure 4

Figure 4 : Distance de diffusion dans les cas balistique et quasidiffusif en fonction du temps

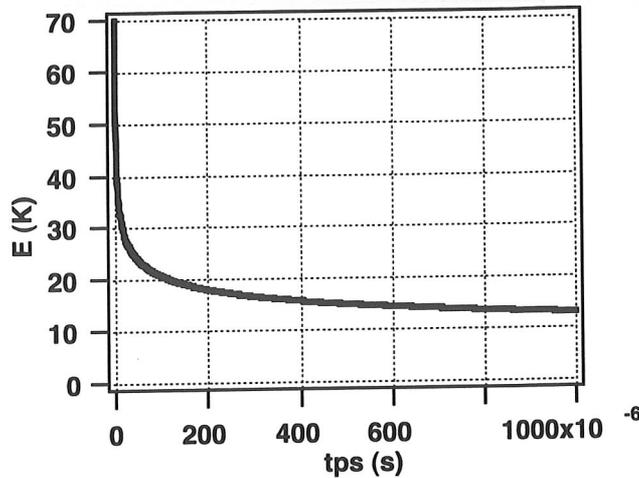


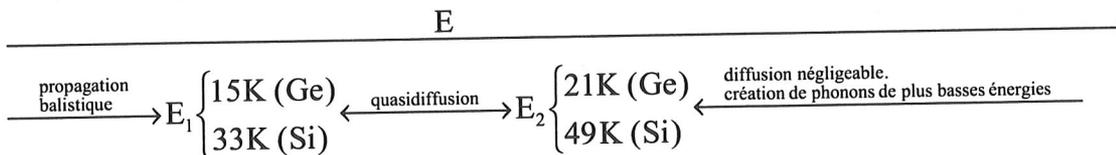
Figure 5

Figure 5 : Évolution de l'énergie moyenne de la population de phonon avec le temps.

Il est certain que ce modèle n'est qu'indicatif mais il montre bien que si les diffusions élastiques sont importantes, la propagation des phonons peut-être assez lente.

Ce modèle suppose implicitement que tous les phonons subissent des diffusions élastiques, plus précisément il faut que la condition  $\tau_1 \ll \tau_N$  et  $\frac{L}{V_D}$  soit vérifiée pour tous les phonons considérés. Or, lors des processus anharmoniques, on a toujours création de phonons de basses énergies pour lesquels le temps élastique et donc le libre parcours moyen élastique est très grand. Un certain nombre de phonons vont donc se propager balistiquement jusqu'à la surface du cristal.

On peut résumer cela comme suit :



Pour avoir une idée plus précise de la façon dont arrivent les phonons aux surfaces, on peut effectuer des simulations Monte-Carlo. On génère des phonons d'énergies E, et l'on donne des directions aléatoires après chaque choc élastique. On regarde ensuite comment arrive l'énergie à une distance L. La figure 6 montre les résultats d'une telle simulation, la vitesse de Debye est supposée constante et le cristal isotrope [Maris 90].

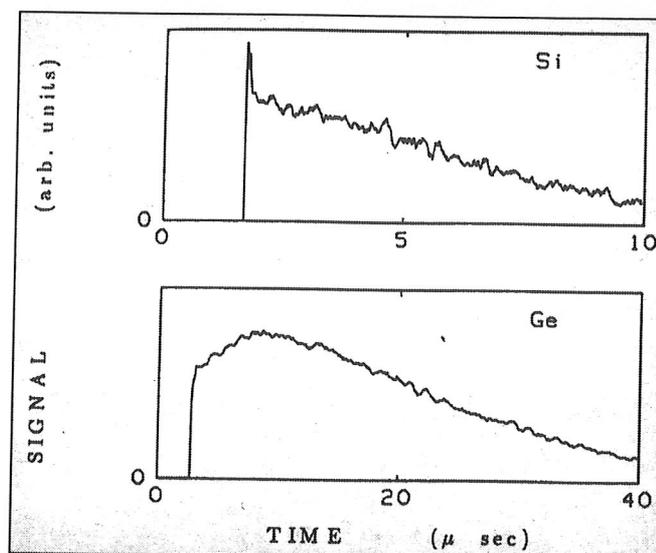


Figure 6

Figure 6 : Flux d'énergie en fonction du temps pour le Silicium et le Germanium. Modèle isotrope, avec une seule polarisation et une vitesse de Debye unique.

Les phonons initiaux ont été injecté à 500K, la simulation montre que les phonons arrivent avec une énergie moyenne de 35 et 20 K pour Si et Ge (pour  $L=1\text{cm}$ ). Il y a 5 générations successives seulement, ceci montre bien que les phonons de hautes énergies se thermalisent rapidement.

On voit un premier pic balistique suivi par les phonons en régime de quasidiffusion. On remarque que le régime quasidiffusif est très marqué pour le Ge, cela est dû à ses nombreux isotopes.

La figure 7 [Wolfe 1998, p251] montre l'observation expérimentale de la quasidiffusion dans un cristal de silicium de 5.5 mm d'épaisseur, la décroissance exponentielle après le pic balistique est du à la quasidiffusion.

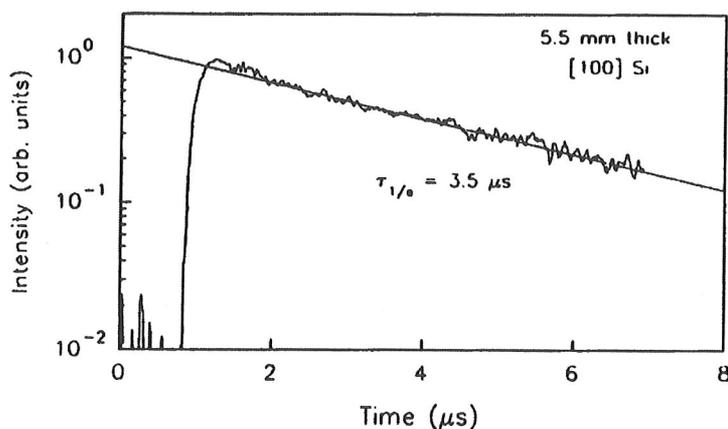


Figure 7 Experimental time trace along the [100] propagation direction in a photoexcited Si crystal of 5.5-mm thickness. The straight line is an exponential decay with time constant equal to 3.6 times the ballistic time of flight.

Figure 7

## II. Focalisation des phonons.

Un cristal est un milieu élastique fortement anisotrope, et les forces de rappel entre atomes dépendent de la direction de leurs déplacements par rapport à leurs positions d'équilibre. La vitesse de propagation de l'énergie d'une onde va ainsi dépendre de sa direction de propagation et de sa polarisation.

En effet, une onde de vibration transporte de l'énergie, et dans un milieu anisotrope, l'énergie vibrationnelle ne se propage pas forcément dans la direction du vecteur d'onde. Cela est illustré schématiquement sur les figures 8 et 9 [Wolfe 1998, p24].

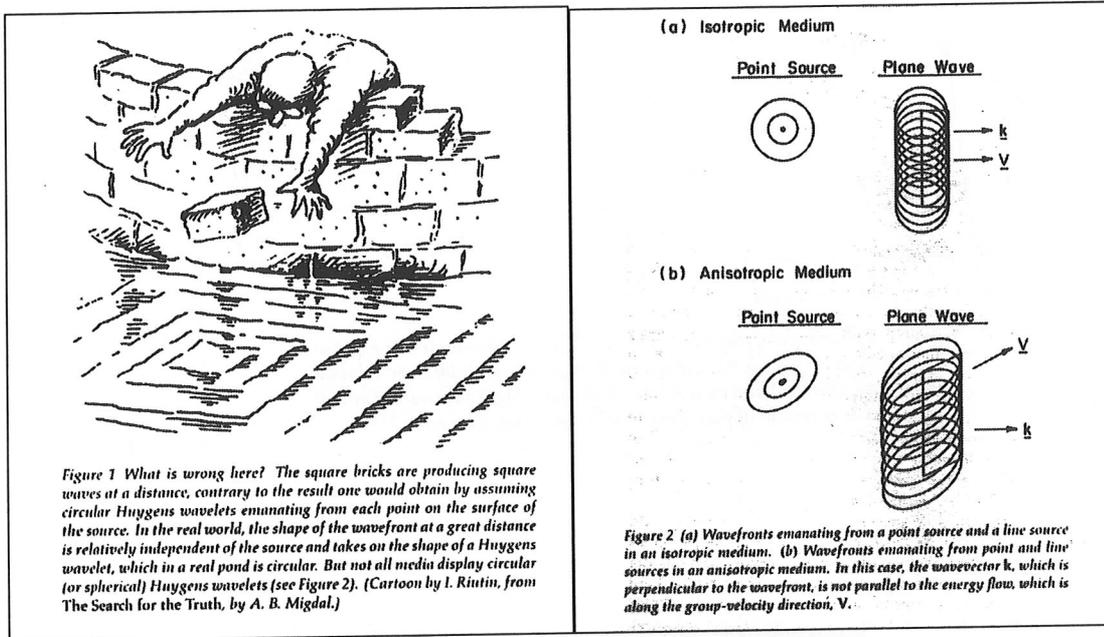


Figure 8

De manière générale l'énergie se propage suivant la vitesse de groupe (cf. figure 9 [Wolfe 1998, p47]), c'est à dire la vitesse d'un paquet d'onde :  $v_G = \frac{d\omega}{dk}$ , et on montre que  $\omega = \vec{v}_G \cdot \vec{k}$ .

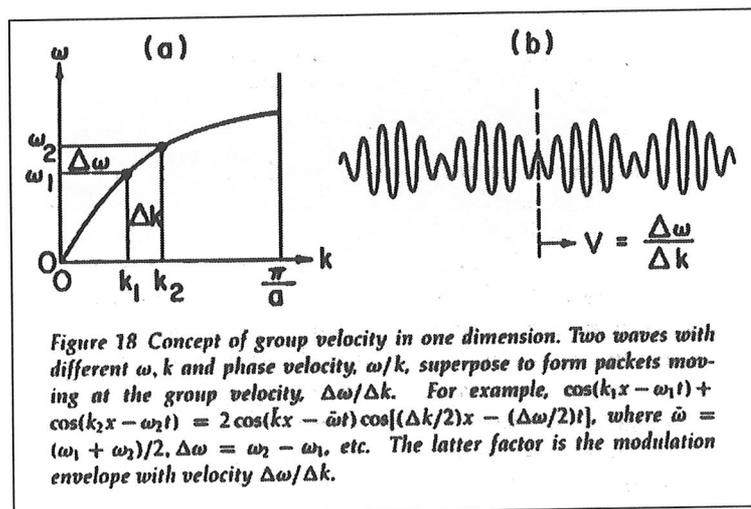


Figure 9

Bien évidemment à température élevée, le mouvement des phonons est totalement diffusif du fait de diffusion phonon-phonon. La figure 10 [Wolfe 1998, p72] montre une expérience de propagation d'impulsion de chaleur dans du MgO à 77K : l'allure du signal est totalement compatible avec les théories de diffusion classique de la chaleur et les phénomènes de focalisation sont totalement masqués. Les phénomènes de focalisation ne sont donc visibles qu'à très basse température où une propagation balistique sans aucune diffusion (même élastique) est possible.

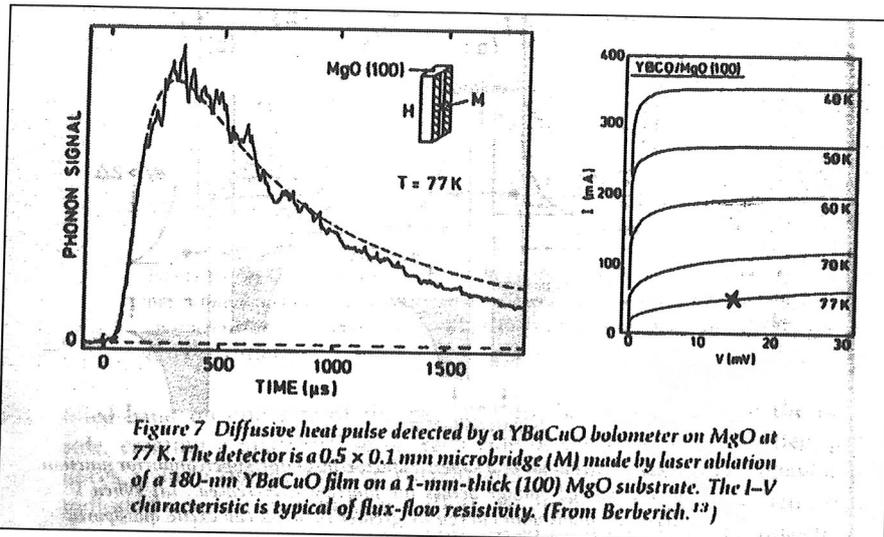


Figure 10

Nous ne rentrerons pas dans les détails de ces phénomènes de focalisation illustrés par les figures 11, 12 et 13. [Wolfe 1998, pxii, 4 et 15]

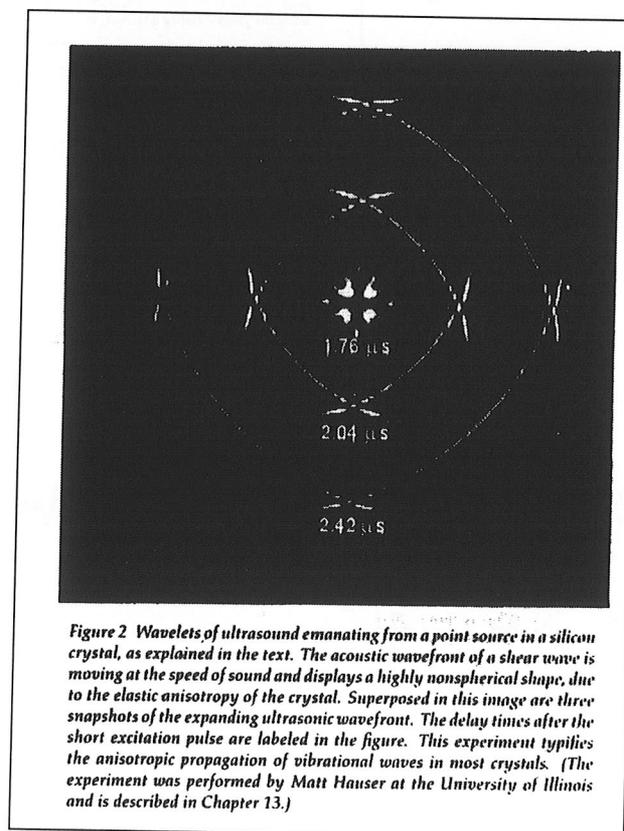


Figure 11

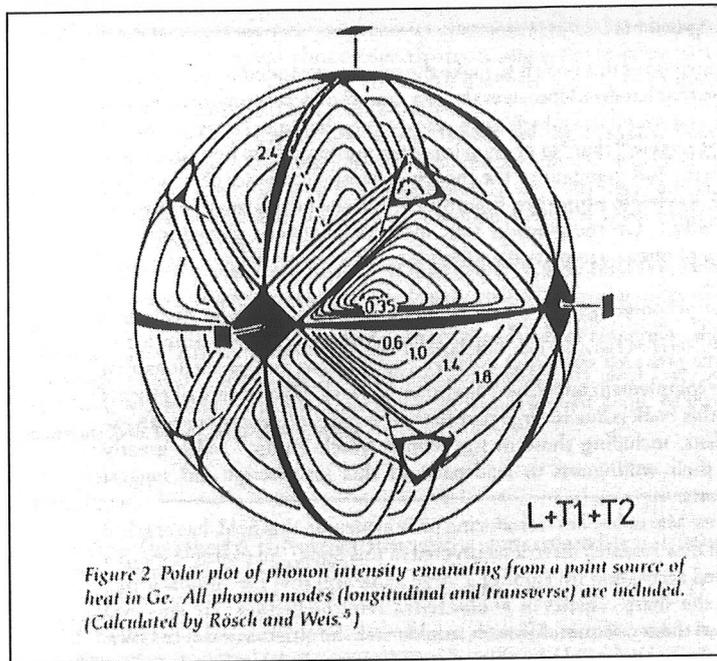


Figure 12

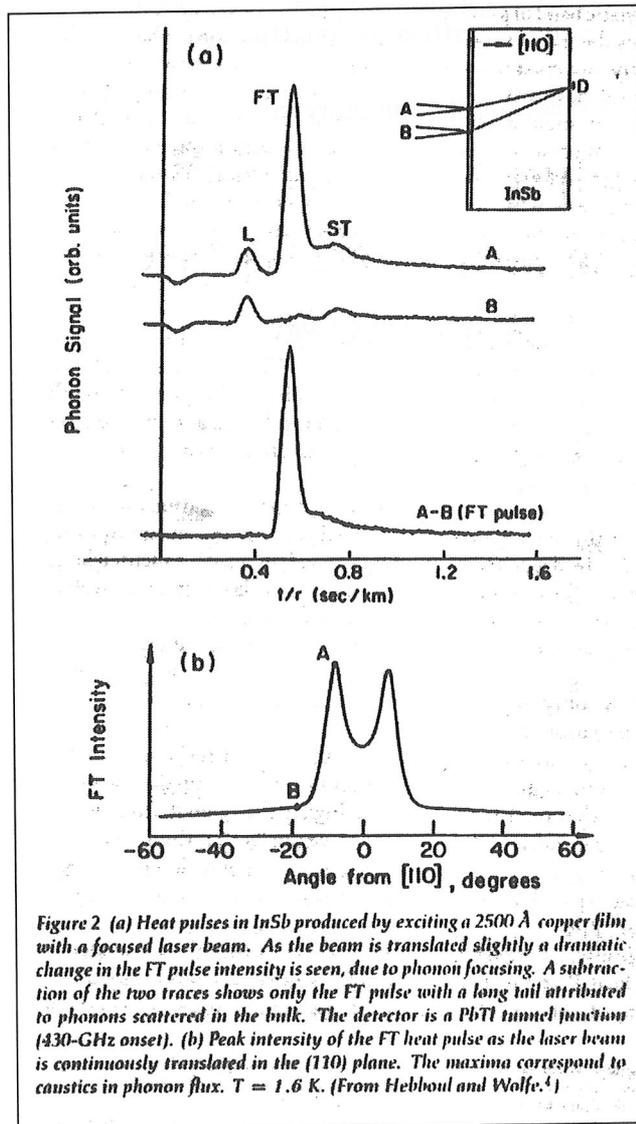


Figure 13

### III. Le problème des interfaces

Un cours sur ce problème extrêmement aigu serait le bienvenu dans une des prochaines écoles de détection à basse température...

### IV. Thermalisation finale et formation du signal

Nous avons vu dans la partie I.C. comment évolue une population de phonons « chauds ». Nous avons montré qu'après quelques dizaines de  $\mu\text{s}$  l'énergie des phonons est largement indépendante du temps. Ces phonons ont alors une énergie de l'ordre de 20K et un libre parcours moyen grand devant les dimensions de l'absorbeur. On utilise souvent l'image d'un gaz de phonons hors d'équilibre.

Quels moyens peut prendre ce gaz de phonons pour se thermaliser ?

Il ne faut pas oublier que le bolomètre comporte un thermomètre, les phonons hors d'équilibre ont une certaine probabilité de franchir l'interface absorbeur thermomètre (avec les problèmes de désadaptation acoustique que cela implique), ils vont alors rencontrer des électrons qui sont des centres de diffusion inélastiques.

On a alors des réactions électron-phonon du type :

$$\left| \omega_{\text{ph}}, \vec{k}_{\text{ph}}, j_{\text{ph}} \right\rangle + \left| \omega_{\text{e1}}, \vec{k}_{\text{e1}} \right\rangle \Rightarrow \left| \omega_{\text{e2}}, \vec{k}_{\text{e2}} \right\rangle$$

avec  $\begin{cases} \vec{k}_{\text{e2}} = \vec{k}_{\text{ph}} + \vec{k}_{\text{e1}} \\ \omega_{\text{e2}} = \omega_{\text{ph}} + \omega_{\text{e1}} \end{cases}$  (8)

La polarisation du phonon est importante, les phonons transverses ont une probabilité très faible de subir une telle réaction.

On peut définir la probabilité d'une telle interaction et donc un temps de vie associé  $\tau_{\text{thermomètre}}$ .

De même on définit  $\tau_{\text{absorbeur}}$  qu'on relie à tous les processus inélastiques contribuant à la thermalisation finale des phonons dans l'absorbeur :  $\tau_{\text{absorbeur}}$  correspond ainsi au temps de vie des phonons hors d'équilibre dans le bolomètre sans la présence du thermomètre.

Le temps de vie des phonons hors d'équilibre est ainsi donné par :

$$\tau_{\text{he}} = \left( \frac{1}{\tau_{\text{absorbeur}}} + \frac{1}{\tau_{\text{thermomètre}}} \right)^{-1} \quad (9)$$

En pratique ces processus sont plus efficaces que les processus anharmoniques, et au bout de quelques millisecondes après l'impact d'une particule, il n'y a plus de phonons hors d'équilibre : toute l'énergie est convertie en chaleur sous forme de phonons thermiques en équilibre thermodynamique.

Nous voyons donc que si  $\tau_{\text{absorbeur}} > \tau_{\text{thermomètre}}$ , une fraction des phonons hors d'équilibre se thermalisent directement dans le thermomètre en un temps inférieur au temps de vie  $\tau_{\text{absorbeur}}$ .

On dit alors que **le bolomètre est sensible aux phonons hors d'équilibre** et qu'il fonctionne en régime athermique.

#### IV.A. Modèle du gaz de phonon.

Un modèle thermique classique à plusieurs bains permet de prévoir quelle sera la réponse d'un bolomètre sensible aux phonons hors d'équilibre suite à l'impact d'une particule.

Les venons de définir les différents processus à l'origine de la thermalisation finale des phonons. On peut quantifier l'efficacité du piégeage des phonons par le thermomètre en introduisant le paramètre  $\epsilon$  que l'on définit comme la fraction de l'énergie thermalisée dans le thermomètre :

$$\epsilon = \frac{\tau_{\text{thermomètre}}^{-1}}{\tau_{\text{thermomètre}}^{-1} + \tau_{\text{absorbeur}}^{-1}}$$

La Figure 15 montre une impulsion obtenue sur un bolomètre en Ge (figure 14) équipé de couches minces de NbSi comme thermomètre.

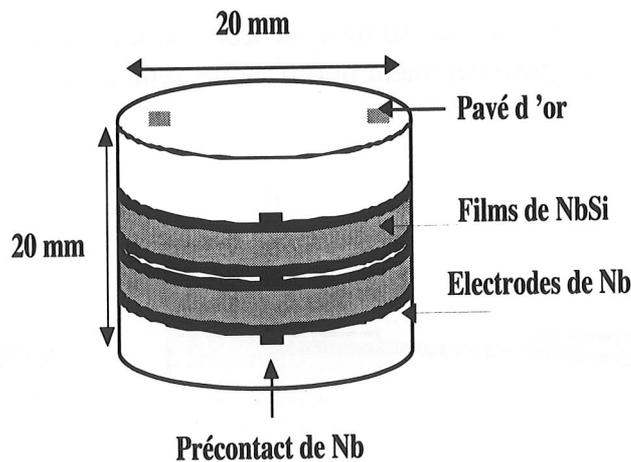
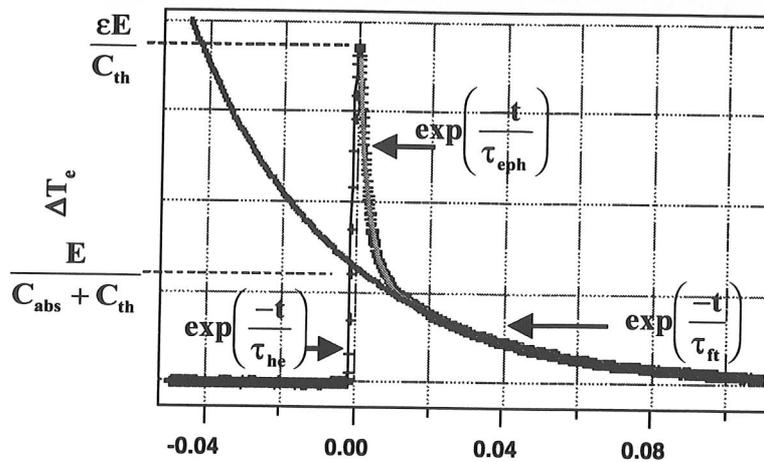


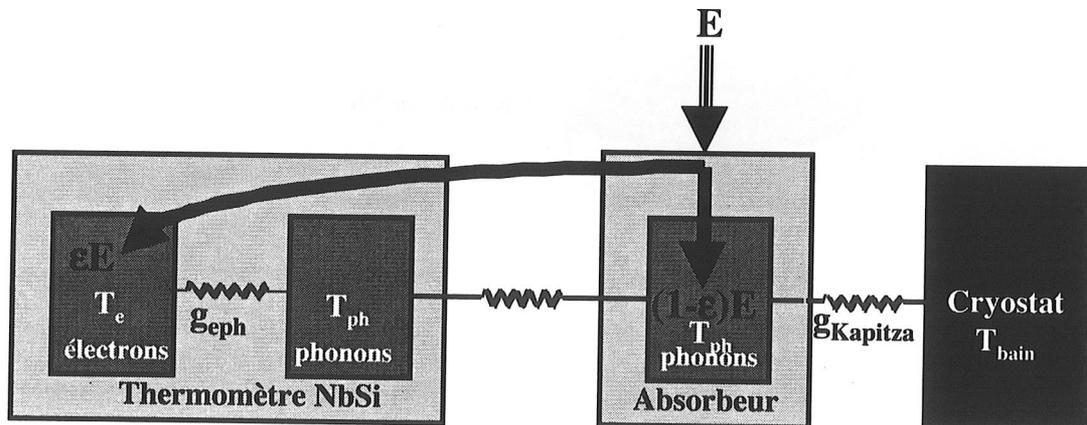
Figure 14

Géométrie du bolomètre de 33 g en Ge. Le cylindre fait 20 mm de diamètre et 20 mm de hauteur. 2 films de NbSi (9.05% de Nb) sont évaporés sur la surface principale du cylindre ( $L=1$  mm,  $l=63$  mm,  $\epsilon_p=500$  Å). Deux pavés d'Or de  $2$  mm<sup>2</sup> chacun (1500 Å d'épaisseur) ont été évaporés sur une des surfaces planes pour assurer la fuite thermique, des fils d'or de 25 µm de diamètre soudés par ultrason les relient au bain. Les électrodes et les précontacts sont en Nb (des films d'Al également soudés par ultrasons permettent de polariser les films).



**Figure 15**  
*Impulsion obtenue sur le bolomètre de 33 g en Ge à la suite de l'impact d'une particule alpha. La température du thermomètre est de 50 mK et  $R=100\text{ k}\Omega$ . L'acquisition a été faite à basse polarisation ( $P_0=2.5\text{ pW}$ ) pour s'affranchir des effets de contre-réaction thermique modifiant les temps de réponses intrinsèques du bolomètre. Ces différents temps caractéristiques sont expliqués ci-dessous.*

L'impulsion peut s'ajuster par une somme de trois exponentielles avec le temps de décroissance caractéristique  $\tau_{he}$ , précédemment défini, et les temps  $\tau_{eph}$  et  $\tau_{ft}$  que nous allons définir par la suite.



**Figure 16**

*Circulation de l'énergie après l'impact de la particule. Une fraction  $\epsilon$  se thermalise dans le thermomètre, alors que la fraction  $1-\epsilon$  restante relaxe dans l'absorbeur. On suppose ici que les phonons du thermomètre sont bien couplés avec les phonons de l'absorbeur), cela est vrai si la surface du thermomètre est importante (la résistance de Kapitza, variant en inverse de cette surface, devient négligeable).*

Comme nous l'avons vu, quelques microsecondes après l'impact, l'énergie  $E$  laissée par la particule est sous la forme d'une population de phonons hors d'équilibre que l'on considère répartie de manière homogène dans l'absorbeur. **On suppose dans un premier temps que durant cette toute première phase d'homogénéisation, une fraction totalement négligeable des phonons a déposé de l'énergie dans le thermomètre.**

Durant la phase de thermalisation de cette population, le thermomètre reçoit alors une puissance que l'on peut écrire de la façon suivante en faisant abstraction des temps très courts :

$$P_{\text{thermomètre}} = \frac{\varepsilon E}{\tau_{\text{he}}} \exp\left(\frac{-t}{\tau_{\text{he}}}\right) \quad (10)$$

De même, l'absorbeur reçoit la puissance :

$$P_{\text{absorbeur}} = \frac{(1-\varepsilon)E}{\tau_{\text{he}}} \exp\left(\frac{-t}{\tau_{\text{he}}}\right) \quad (11)$$

L'évolution de  $T_{\text{ph}}$  et de  $T_e$  est donnée par deux équations différentielles couplées venant remplacer l'unique équation gouvernant l'évolution d'un bolomètre isotherme :

$$\begin{cases} C_e \frac{d\Delta T_e(t)}{dt} + (G_{\text{eph}} - \alpha_0 P_0) \Delta T_e(t) - G_{\text{phe}} \Delta T_{\text{ph}}(t) = \frac{\varepsilon E}{\tau_{\text{he}}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{he}}}\right) \\ C_{\text{abs}} \frac{d\Delta T_{\text{ph}}(t)}{dt} + (G_{\text{phe}} + G_{\text{ft}}) \Delta T_{\text{ph}}(t) - G_{\text{eph}} \Delta T_e(t) = \frac{(1-\varepsilon)E}{\tau_{\text{he}}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{he}}}\right) \end{cases} \quad (12)$$

- $\alpha_0$  et  $P_0$  sont, respectivement, la sensibilité  $\frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$  du thermomètre et la polarisation au point de fonctionnement précédant l'impact.
- $C_e$  est la chaleur spécifique électronique du thermomètre, dont on néglige la contribution du réseau.
- $C_{\text{abs}}$  est la chaleur spécifique de l'absorbeur dont la température  $T_{\text{ph}}$  est la même pour les phonons du thermomètre.
- $G_{\text{eph}}$  et  $G_{\text{phe}}$  sont définies par  $dP_0 = G_{\text{eph}} dT_e - G_{\text{phe}} dT_{\text{ph}}$ .  
Le couplage électrons-phonons  $g_{\text{eph}}$  est introduit phénoménologiquement suivant la relation  $P_0 = V_{\text{film}} g_{\text{eph}} (T_e^5 - T_{\text{ph}}^5)$  pour les couches de NbSi, on a donc :

$$\begin{cases} G_{\text{eph}} = 5V_{\text{film}} g_{\text{eph}} T_e^4 \\ G_{\text{phe}} = 5V_{\text{film}} g_{\text{eph}} T_{\text{ph}}^4 \end{cases} \quad (13)$$

- $G_{\text{ft}}$  est définie de même par  $dP_0 = G_{\text{ft}} dT_{\text{ph}}$ .  
Nous avons vérifié que la fuite thermique est limitée par la résistance de Kapitza à l'interface absorbeur-or, on a donc  $P_0 = g_{\text{Kapitza}} (T_{\text{ph}}^4 - T_{\text{bain}}^4)$ , d'où :

$$G_{\text{ft}} = 4g_{\text{Kapitza}} T_{\text{ph}}^3 \quad (14)$$

La solution pour  $\Delta T_e$  et  $\Delta T_{\text{ph}}$  est la somme de trois exponentielles :

$$\begin{cases} \Delta T_e(t) = A \exp\left(\frac{-t}{\tau_{\text{ft}}}\right) + B \exp\left(\frac{-t}{\tau_{\text{eph}}}\right) - (A+B) \exp\left(\frac{-t}{\tau_{\text{he}}}\right) \\ \Delta T_{\text{ph}}(t) = C \exp\left(\frac{-t}{\tau_{\text{ft}}}\right) + D \exp\left(\frac{-t}{\tau_{\text{eph}}}\right) - (C+D) \exp\left(\frac{-t}{\tau_{\text{he}}}\right) \end{cases} \quad (15)$$

Les expressions exactes de A, B, C, D,  $\tau_{\text{eph}}$  et  $\tau_{\text{ft}}$  sont complexes et peu instructives dans le cas général. Dans la limite, presque toujours vérifiée dans les bolomètres, où  $\tau_{\text{eph}} \ll \tau_{\text{ft}}$ , on a les expressions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_{\text{ft}} = \frac{C_{\text{abs}} + \gamma C_{\text{e}}}{G_{\text{ft}} - \gamma \alpha_0 P_0} \\ \tau_{\text{eph}} = \frac{1}{G_{\text{eph}} - \alpha_0 P_0} \frac{C_{\text{abs}} C_{\text{e}}}{C_{\text{abs}} + \gamma C_{\text{e}}} \\ \gamma = \frac{G_{\text{eph}}}{G_{\text{eph}} - \alpha_0 P_0} \left[ \frac{T_{\text{ph}}}{T_{\text{e}}} \right]^4 \end{array} \right. \quad (16)$$

- $\tau_{\text{ft}}$  correspond donc au temps de relaxation du bolomètre (ensemble thermomètre plus absorbeur) vers le cryostat à travers la fuite thermique, et  $\tau_{\text{eph}}$  au temps de relaxation des électrons vers les phonons.
- $\gamma$  est une constante d'autant plus petite que le bolomètre est fortement polarisé ( $\alpha_0 < 0$  dans notre cas). Cette constante traduit le fait que les bains étant découplés, un bain ne répond pas linéairement à des perturbations imposées à l'autre. Ces perturbations sont atténuées, en quelques sortes, par le découplage.
- Les termes en  $\alpha_0 P_0$  traduisent l'influence de la contre réaction thermique, ayant pour principal effet de réduire les temps caractéristiques de retour à l'équilibre à forte polarisation.

À basse polarisation  $\gamma \rightarrow 1$ , et les termes en  $\alpha_0 P_0$  sont totalement négligeables. À titre d'exemple, l'impulsion de la Figure a été prise dans des conditions de faible polarisation pour lesquelles  $\alpha_0 P_0 \approx 2.5 \cdot 10^{-10} \text{ W.K}^{-1}$ ;  $G_{\text{ft}} \approx 10^{-7} \text{ W.K}^{-1}$ ,  $G_{\text{eph}} \approx 2.5 \cdot 10^{-8} \text{ W.K}^{-1}$  et  $\gamma = 0.98$ . On retrouve alors des expressions plus intuitives :

$$\left\{ \begin{array}{l} A = \frac{E}{C_{\text{abs}} + C_{\text{e}}} \\ B = \frac{E}{C_{\text{abs}} + C_{\text{e}}} \frac{1}{1 - \frac{\tau_{\text{he}}}{\tau_{\text{eph}}}} C_{\text{abs}} \left( \frac{\epsilon}{C_{\text{e}}} - \frac{1 - \epsilon}{C_{\text{abs}}} \right) \\ \tau_{\text{ft}} = \frac{C_{\text{abs}} + C_{\text{e}}}{G_{\text{ft}}} \\ \tau_{\text{eph}} = \frac{1}{G_{\text{eph}}} \frac{C_{\text{e}} C_{\text{abs}}}{C_{\text{e}} + C_{\text{abs}}} \end{array} \right. \quad (17)$$

Le bolomètre montre alors des comportements différents suivant les valeurs relatives de  $\tau_{\text{he}}$ ,  $\tau_{\text{eph}}$  et  $\tau_{\text{ft}}$ .

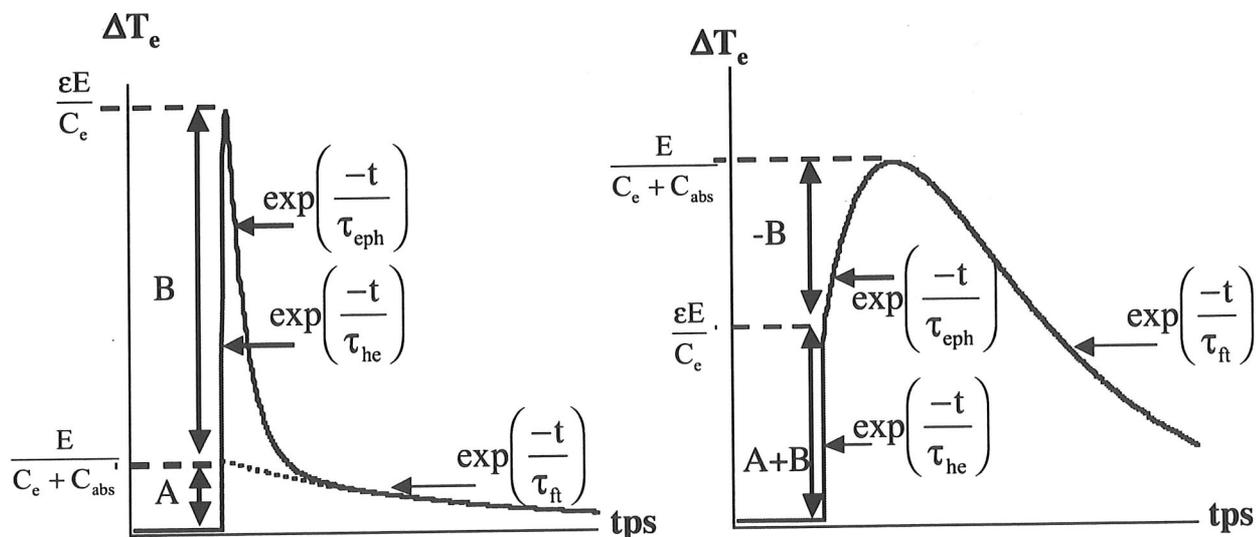
Le régime le plus courant, et le plus recherché pour mener des expériences de résolution en régime hors d'équilibre est le **régime intégrateur**, pour lequel  $\tau_{he} \ll \tau_{eph} \ll \tau_{ft}$ . Le thermomètre reçoit un flux d'énergie provenant des phonons hors d'équilibre qu'il relaxe lentement : le thermomètre intègre donc ce flux d'énergie jusqu'à voir sa température augmenter de  $\epsilon E/C_e$ . Durant cette première étape  $T_e$  est différent de  $T_{ph}$  et, sous réserve que  $C_e$  soit suffisamment faible, on a  $T_e > T_{ph}$ . Ensuite cette énergie relaxe vers les phonons avec un temps  $\tau_{eph}$  caractéristique du couplage entre les deux bains. Durant cette seconde étape,  $T_e$  et  $T_{ph}$  tendent à se rapprocher jusqu'à se confondre, le bolomètre est alors isotherme et relaxe le reste d'énergie vers le bain pour retrouver sa température de régime permanent. Cette dernière relaxation se fait avec le temps  $\tau_{ft}$  caractéristique du couplage entre l'absorbeur et le bain.

L'allure des impulsions dépend alors du signe de  $B$ . Lorsque  $\frac{\epsilon}{C_e} > \frac{1-\epsilon}{C_{abs}}$ , alors  $B > 0$ , et l'amplitude du signal hors équilibre (égale à  $A+B$ ) est plus grande que l'amplitude du signal purement thermique (égale à  $B$ ).

**Le fait d'être sensible au régime athermique induit donc un signal mesurable plus important que le signal thermique.** De plus l'amplitude du signal est indépendante de la chaleur spécifique  $C_{abs}$  de l'absorbeur, cela est très intéressant pour les expériences de recherche de WIMPs où l'on cherche à avoir des bolomètres de masses conséquentes.

La Figure 17 montre l'allure des impulsions dans le régime intégrateur dans le cas où  $B < 0$  et  $B > 0$ .

Figure 17



Allure des impulsions de température dans le régime intégrateur ( $\tau_{he} \ll \tau_{eph} \ll \tau_{ft}$ ). Lorsque  $B > 0$  (figure de gauche), le régime athermique donne une amplitude  $\epsilon E/C_e$  plus grande que l'amplitude thermique  $E/(C_e + C_{abs})$  et indépendante de  $C_{abs}$ .

À plus haute température, le temps  $\tau_{eph}$  caractéristique du couplage électron-phonon devient très court ( $G_{eph}$  varie en  $T_e^4$ ) et peut donc être inférieur à  $\tau_{he}$  qui est lui indépendant de la température (cette indépendance vient du fait que la température caractéristique de la

population de phonons hors d'équilibre de quelques K est toujours plus élevée que la température de l'absorbeur). Le thermomètre est alors sensible aux flux d'énergie et ne remplit plus le rôle d'un intégrateur. Ce régime ne nous intéresse pas directement car il donne des amplitudes de signaux plus petites et est, d'autre part, plus sensible aux fluctuations des processus de thermalisation d'une particule à l'autre dégradant la résolution. Il peut néanmoins s'avérer intéressant pour réaliser des bolomètres très rapides ( $\tau_{\text{eph}}=1\mu\text{s}$  vers 300mK).

Dans le cas du bolomètre en germanium de 33 g, l'impulsion de la Figure 14 donne les temps caractéristiques suivants, après un ajustement avec trois exponentielles :  $\tau_{\text{hc}}=50\ \mu\text{s}$ ,  $\tau_{\text{eph}}=2.5\ \text{ms}$  et  $\tau_{\text{ft}}=30\ \text{ms}$ , de l'amplitude du signal on déduit  $\epsilon=15\%$ . D'après le modèle, on s'attend à  $\tau_{\text{eph}}=2.9\ \text{ms}$  et  $\tau_{\text{ft}}=25\ \text{ms}$ , l'accord est donc correct.

#### **IV.B. Limite du modèle du gaz de phonon.**

Les limites du modèle sont assez évidentes. On a supposé qu'on avait rapidement un gaz de phonons réparti de manière homogène dans le cristal mais si une fraction de phonons hors d'équilibre entre dans le thermomètre avant l'établissement de ce gaz, le modèle n'est plus valide et l'amplitude des signaux peut alors dépendre du point d'impact : le flux de phonons arrivant dans le thermomètre n'est plus homogène dans le temps.

Cet effet peut toutefois être extrêmement intéressant pour localiser les événements dans un bolomètre (cf. IV.C.)

L'interface thermomètre-absorbeur doit être transparente mais pas trop si on veut éviter ces effets. La surface du thermomètre peut jouer également : une trop grande surface risque de causer une forte dépendance au point d'impact et une surface trop petite va donner une valeur de  $\epsilon$  petite et donc une sensibilité réduite. Un compromis est donc à trouver, l'équipe CRESST utilise des bolomètres massifs équipés de senseurs thermométriques supraconducteurs fonctionnant en régime hors d'équilibre et ne voit pas de dépendance importante au point d'impact [CRESST 2001].

Pour des questions de résolution ultime, par exemple en détection X, il peut être judicieux de s'affranchir au maximum des phonons d'équilibre, la localisation des événements est alors totalement impossible.

L'expérience illustrée par les figures 18, 19 et 20 montre que la dispersion des amplitudes des signaux « hors d'équilibre » peut être dramatique. Dans cette expérience, des particules alpha sont envoyées sur un absorbeur en saphir ( $0.34*6*7\ \text{mm}^3$ ) équipé d'un thermomètre en NbSi ( $3*5\ \text{mm}^2*3000\text{\AA}$ ). L'ensemble fonctionne à environ 150 mK, le temps de montée de l'impulsion est de 7  $\mu\text{s}$ . Le spectre obtenu montre une dispersion de l'ordre de 20% et une allure non gaussienne.

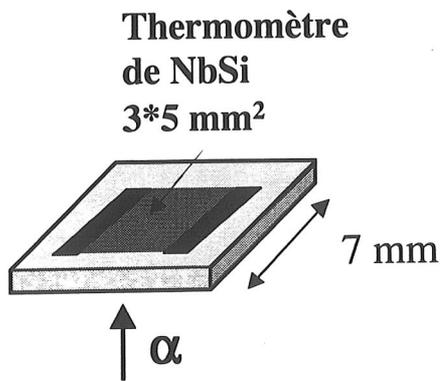


Figure 18

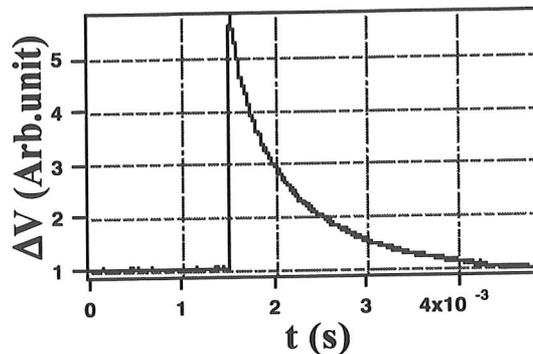


Figure 19

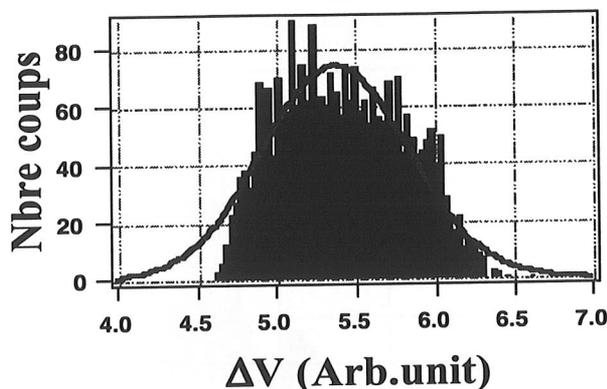


Figure 20

Dans cette géométrie particulière le modèle développé pour expliquer le comportement des bolomètres massifs ne s'applique plus. Le point d'impact de la particule est juste sous le thermomètre et une fraction non négligeable de phonons de très haute énergie peut se piéger dans les films avant de se désexciter par processus anharmonique. Il va donc y avoir des surchauffes locales au niveau des thermomètres, or la conductivité thermique du NbSi étant mauvaise (c'est un matériau amorphe et les électrons sont localisés), ces surchauffes locales vont se traduire par des réponses totalement inhomogènes du thermomètre : des parties entières du thermomètre vont être court-circuitées par des parties « chaudes » et donc peu résistives.

L'intégration du signal dans la partie thermique permet d'améliorer énormément la résolution qui tombe à 0.5%. On peut donc avoir des informations sur les phonons hors d'équilibre et conserver une résolution raisonnable en intégrant la partie thermique du signal, dans ce cas toutefois on ne profite plus d'une sensibilité indépendante de la masse de l'absorbeur (la partie thermique étant due à la relaxation de l'ensemble du bolomètre vers le bain froid).

Pour s'affranchir totalement des phonons hors d'équilibre, on peut découpler l'absorbeur et le thermomètre (ce qui peut-être réalisé naturellement si on utilise un thermomètre collé). Ceci a été réalisé dans le cas précédent en utilisant un absorbeur relié à la plaquette contenant le thermomètre par des fils d'or (Figure 21) : les phonons hors d'équilibre ne peuvent évidemment pas se propager dans ces fils sans être thermalisés rapidement par la population importante d'électrons. La résolution obtenue est alors de 0.34% (18 keV sur 5.5 MeV) (Figure 22). Cela illustre bien le fait que phonons hors d'équilibre et résolution ultime ne cohabitent pas toujours bien ensemble.

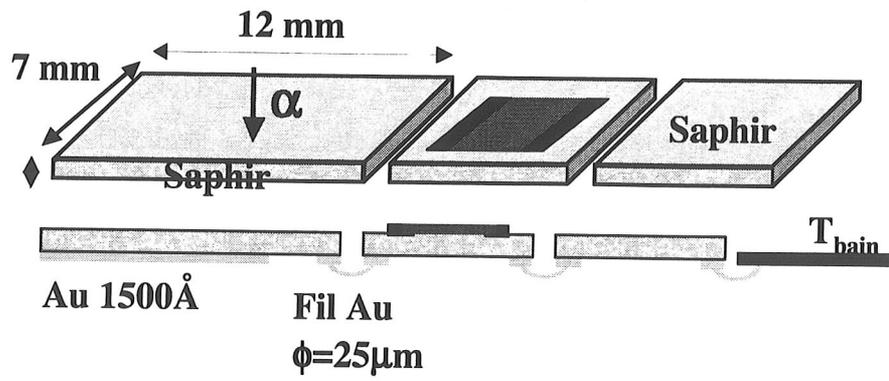


Figure 21

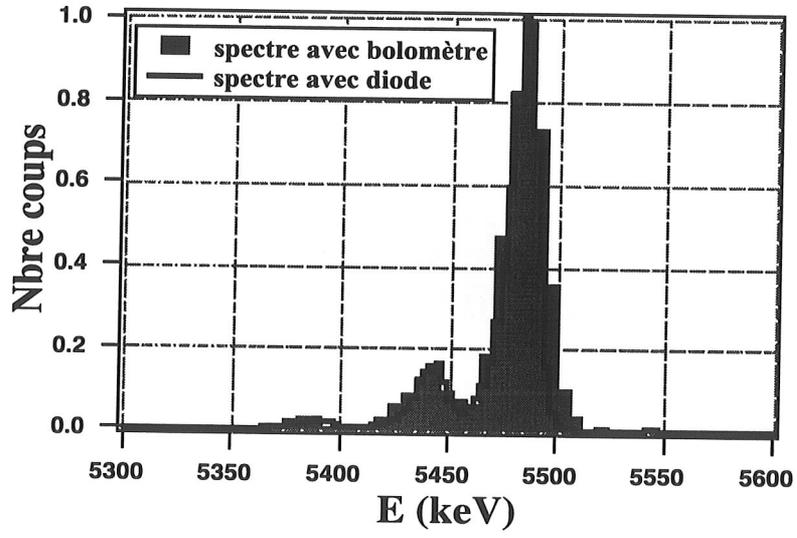


Figure 22

#### IV.C. Exploitation des phonons hors d'équilibre pour l'identification des événements de surface.

Les expériences de détections directes de WIMPs utilisant des détecteurs à doubles détections de l'ionisation et de la chaleur pour discriminer le fond (CDMS et EDELWEISS) se heurtent aux problèmes des événements de surface. En effet, la collecte de charge n'est pas complète pour ce type d'événement, et ils se confondent alors avec les signaux recherchés (des reculs de noyaux qui sont moins ionisant à énergie donnée que les reculs d'électrons causés par la radioactivité ambiante). Ces deux collaborations ont ainsi développé une identification active de ce type d'événements par l'exploitation des phonons hors d'équilibre. On notera que le but ici n'est pas forcément de localiser précisément l'événement dans le détecteur mais de savoir simplement si il a eu lieu proche de la surface ou dans le volume du détecteur.

##### Temps de montée du signal chaleur (détecteur ZIP de l'équipe CDMS) [Clarke 2000]:

Cette méthode est basée sur l'analyse du temps de montée des signaux chaleur.

Le détecteur est composé d'un absorbeur en Si de 100 grammes de géométrie cylindrique ( $\phi$  78 mm, h 10mm). Sur une face (côté mesure de phonon) du cylindre sont évaporés (couverture 90%) des thermomètres de type QTE (Quasi particle Trapping Electrothermal feed back transition edge thermometers) .

Sur la face opposée du cylindre (côté mesure de charge) est évaporée une couche d'Or avec une épaisseur de 25 nm. C'est cette couche d'Or qui aide à identifier les événements de surface. Un événement qui a lieu très près de la surface de cette couche ( $\approx 300 \mu\text{m}$ ) crée des phonons à haute température (15K). Ces phonons sont absorbés localement par cette couche et ils la chauffe à des températures suffisamment élevées ( $> 1\text{K}$ ) pour qu'elle puisse à son tour rayonner des phonons (de fréquence moins élevée) vers le cristal. Ces phonons peuvent alors se propager d'une manière balistique dans le cristal (les phonons de plus hautes énergies se propagent suivant le régime quasidiffusif).

Ainsi un événement très près de la surface de cette couche d'or donne un temps de montée plus court qu'un événement qui a lieu dans le volume du cristal. **Le rôle de la couche d'or et de changer le spectre des phonons et donc de les rendre plus rapides.**

Les temps de montée mesurés sont de l'ordre de  $7\mu\text{s}$  pour des événements de volume et  $5 \mu\text{s}$  pour des événements de surface.

La figure 23 illustre cette méthode. Nous remarquons une différence nette entre la population des  $\gamma$  de 60 keV (de la source  $^{241}\text{Am}$ ) et celle des  $\beta$  de la source  $^{14}\text{C}$  située du côté Or.

Cette méthode est actuellement limitée par la résolution de la mesure du temps de montée à très basse énergie ( $< 20\text{keV}$ ). L'équipe CDMS prétend tout de même rejeter 97% des événements de surface pour  $E > 25\text{keV}$ .

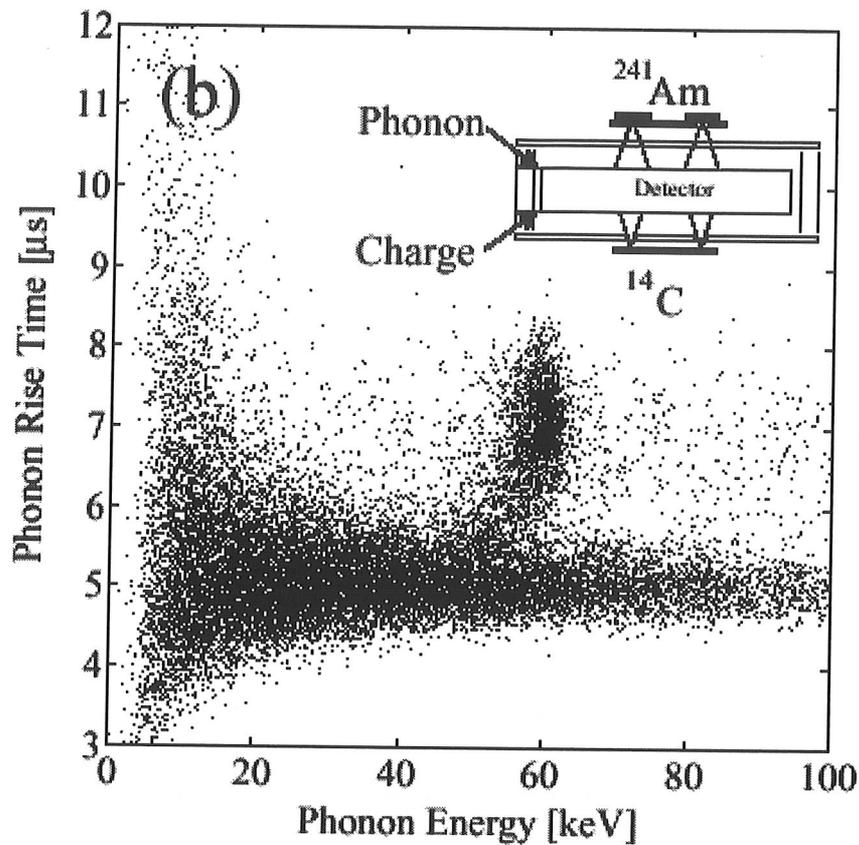


Figure 23

Couches minces de NbSi [Mirabolfathi 2002]:

Le principe est assez différent dans ce cas. L'idée est d'utiliser le fait que pour des événements proches du thermomètre, un certain nombre de phonons de très haute énergie vont aller directement dans le thermomètre et induire une surchauffe locale et donc un signal plus important que les événements de volume. Une géométrie de type peigne accentue encore le signal par effet purement électrique.

Ce principe est illustré sur les figures 25 et 26. Un absorbeur cylindrique en saphir (20mm de diamètre et de hauteur) est muni d'un thermomètre en couches minces de NbSi sur une des faces planes (photo figure 24). Des particules alphas sont envoyées sur chacune des faces (figure 25). Nous voyons sur la figure 26 que le signal hors d'équilibre est fortement accentué lorsque la particule est envoyée sur le thermomètre (mimant ainsi un événement de surface) alors que les parties thermiques des 2 types de signaux reflètent bien l'énergie déposée.

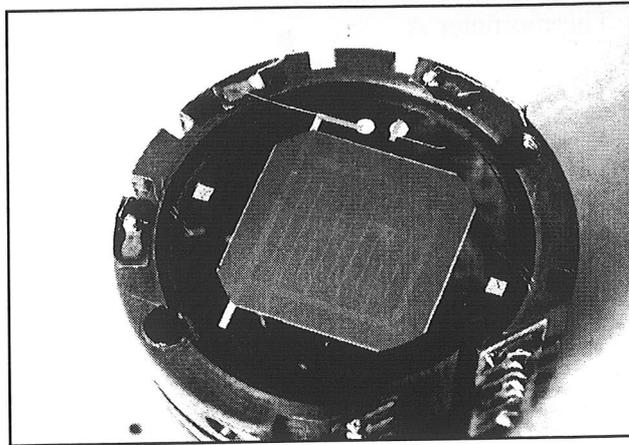


Figure 24

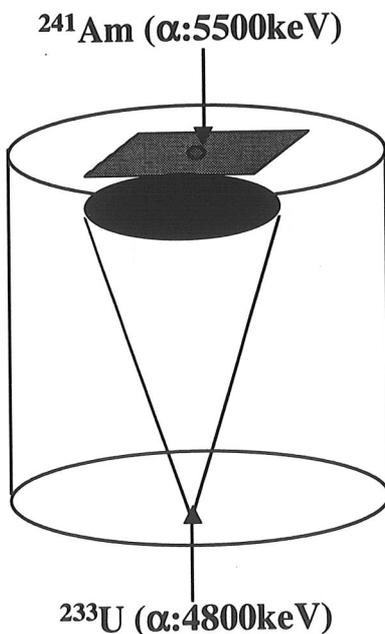


Figure 25

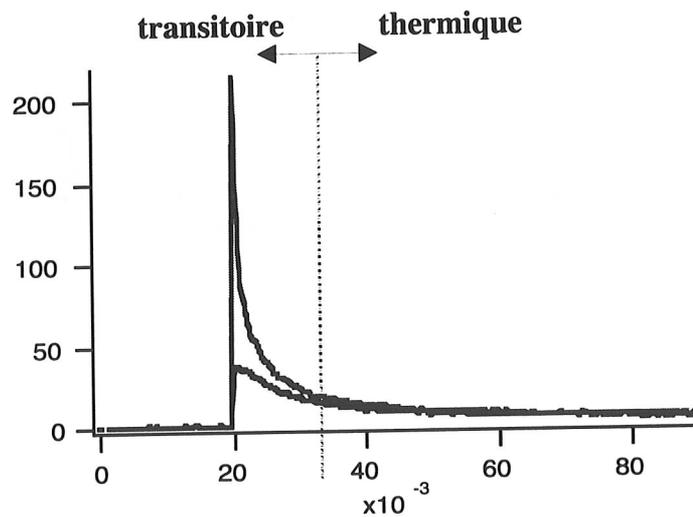


Figure 26

L'effet marche **jusqu'au seuil en énergie** puisqu'il accentue un signal déjà mesurable et n'est pas limité par un problème de bande passante puisqu'il n'y a pas d'analyse en temps.

L'effet est toujours présent dans du germanium avec une double mesure de l'ionisation et de la chaleur. Le montage est alors plus complexe (figure 27), l'absorbeur en germanium est muni de deux thermomètres et les électrodes de polarisation servent en même temps à collecter les charges. On se sert alors du rapport A/B pour diagnostiquer les événements de surface :  $A/B=1$  pour des événements de volume,  $A/B \ll 1$  ( $\gg 1$ ) pour des événements de surface proche de B (de A). Le rapport A/B donne alors une mesure de la profondeur où a eu lieu l'événement. Les figures 28 et 29 montrent le résultat d'une irradiation de gamma de 60 keV proche du thermomètre A. La collecte de charge est complète pour  $A/B < 2.5$  et incomplète au dessus : une coupure pour  $A/B > 2.5$  élimine donc les événements à collecte incomplète de charge.

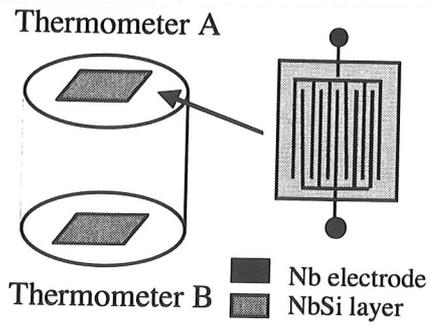


Figure 27

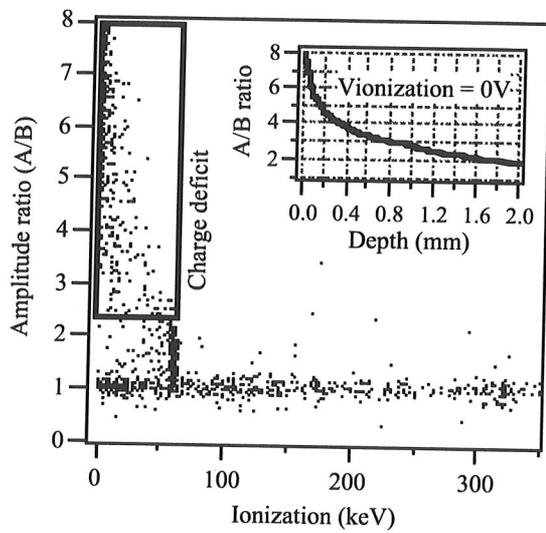


Figure 28

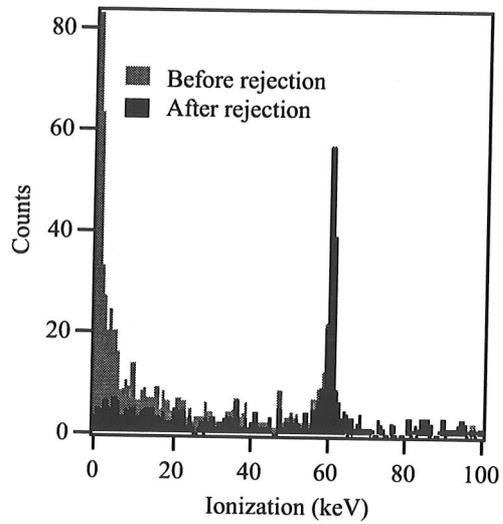


Figure 29

## -BIBLIOGRAPHIE-

Propagation des phonons hors d'équilibre :

Le lecteur est évidemment invité à la lecture du cours donné à la 3<sup>ème</sup> Ecole de détection de rayonnements à très basse température (Aussois 96) par Jacques Joffrin : « phonons et phonons en interactions ».

James P. Wolfe a publié une excellente revue : « Imaging phonons, Acoustic wave propagation in solids » (Cambridge university press 1998). On y trouvera les récents développements théoriques et expérimentaux.

Les articles suivants sont des articles de références pour la propagation de phonons dans des semiconducteurs à basse température :

[Maris 90] H.J. Maris, Physical Review B, Vol41(14), 9736-9742 (may 1990)

[Maris 93] H.J. Maris, Physical Review B, Vol47(2), 727-739 (jan 1993)

Les proceedings des « Workshop on Low Temperature Detectors » (LTD) ayant lieu tous les deux ans font le point sur les récentes avancées. Le proceeding de LTD 9 est publié dans NIM A444 (2000)1-541, il est donc facilement accessible.

Références citées :

[CRESST 2001] : NIM A 466 (2001) 499 voir aussi astro-ph/0106314 pour l'application à la recherche de WIMPs

[Clarke 2000] : Applied Physics Letters, Vol76, Num20 (2000) 2958

[Mirabolfathi 2002] : Proc. 9<sup>th</sup> Int. Workshop on Low Temperature Detectors (LTD9), Madison, USA, July 23-27, 2001. AIP conference proceedings, Volume 605, 2002, 9521-524.





