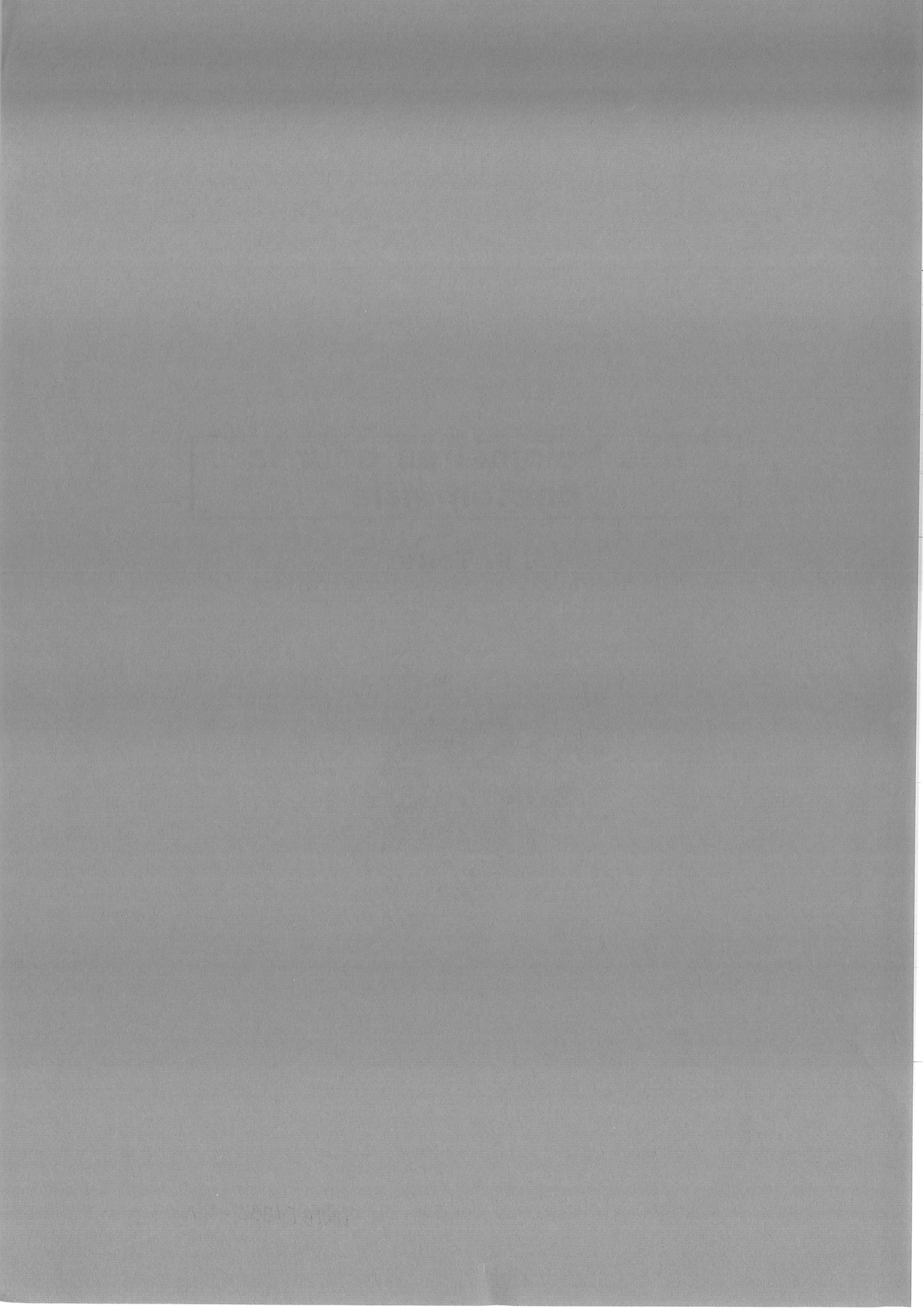


# Les bolomètres pour la photométrie

J.P. Torre



DRTBT1992 - 04.



# BOLOMETRES POUR LA PHOTOMETRIE

## INTRODUCTION

Les bolomètres sont des détecteurs thermiques qui ont été développés à l'origine pour la détection à large bande de rayonnement infrarouge. Malgré le développement de détecteurs quantiques (photoconducteurs) très performants, ils restent pour le moment les détecteurs les plus sensibles pour la détection à large bande des longueurs d'ondes au dessus de  $\sim 200 \mu\text{m}$  jusqu'au millimétrique.

Dans cette classe de détecteurs, le rayonnement est absorbé au niveau du bolomètre, il s'en suit un échauffement qui est détecté par la variation de la valeur d'une résistance électrique sensible à la température. Pour que ces variations puissent être mesurées, la résistance est en général parcourue par un courant de polarisation constant, et c'est la variation de potentiel à ses bornes qui sera amplifiée.

Le bolomètre dont la capacité calorifique est  $C_p(T)$  est relié à un réservoir de température par un lien thermique de conductance  $G(T)$  afin d'éviter que sa température ne cesse de croître sous l'effet de l'absorption du rayonnement ainsi que de la puissance de joule de polarisation.

En mode photométrique, la puissance incidente sur un bolomètre est constitué par :

- Une puissance quasi continue :  $P_r$  provenant de l'émission thermique des différents éléments placés dans le champ de vue du détecteur et des sources non modulées ; on fait abstraction ici des fluctuations de puissance de ces sources.

- Une composante, en général beaucoup plus petite :  $q(t)$ , due au signal de la source observée et optiquement modulée pour pouvoir la distinguer de la première grâce à une détection synchrone. ***Cette fréquence de modulation va être le plus souvent imposée par l'expérience et ne pourra varier que dans des limites étroites.***

Ces deux composantes vont affecter l'équilibre thermique du détecteur de façon différente. Le bolomètre non polarisé par le courant  $I$  et ne recevant pas d'énergie thermique d'objets plus chauds que le thermostat auquel il est couplé, reste évidemment à la température  $T_0$  de celui-ci (fig. 2a). Lorsque le détecteur, dans les conditions d'utilisation, regardant vers l'extérieur, reçoit une puissance de rayonnement continue  $P_r$  (fig. 2b), sa température s'accroît d'une quantité :  $\Delta T_r = P_r/G$  ; on suppose que  $q(t) \ll P_r$ . La puissance de Joule dissipée dans le détecteur de résistance  $R$ , du fait du courant de polarisation  $I$  qui lui est ensuite appliqué, accroît encore sa température de  $\Delta T_j = I^2 R/G$  (fig. 2c). Finalement, l'absorption de l'énergie optique modulée  $q(t)$  va produire une petite oscillation de la température du bolomètre  $d(t)$  au dessus de la



température d'équilibre finale  $T$  (fig. 2d). Cet équilibre est atteint quand la chaleur évacuée par conduction vers le thermostat est égale à la chaleur résultant de l'absorption du rayonnement  $P_r$  et de la dissipation électrique  $I^2 R$ . Si l'absorption est = 1, l'équation d'équilibre thermique s'écrit :

$$P_T = I^2 R + P_r = G(T - T_0)$$

Notons ici que  $G$  en toute rigueur est également fonction de la température. La température  $T$  de fonctionnement du bolomètre, comme nous le verrons plus loin, doit pour obtenir des performances maximales être la plus faible possible. Ainsi, pour éviter que le bolomètre prenne une température d'équilibre excessive, qui ferait perdre les avantages d'un bain cryogénique à très basse température, l'accroissement  $\Delta T_r$  dû à l'absorption du rayonnement incident permanent doit être faible par rapport à  $T_0$  :

$$\Delta T_r = \frac{P_r}{G} \ll T_0 \quad \text{soit : } G \gg \frac{P_r}{T_0}$$

fig 1

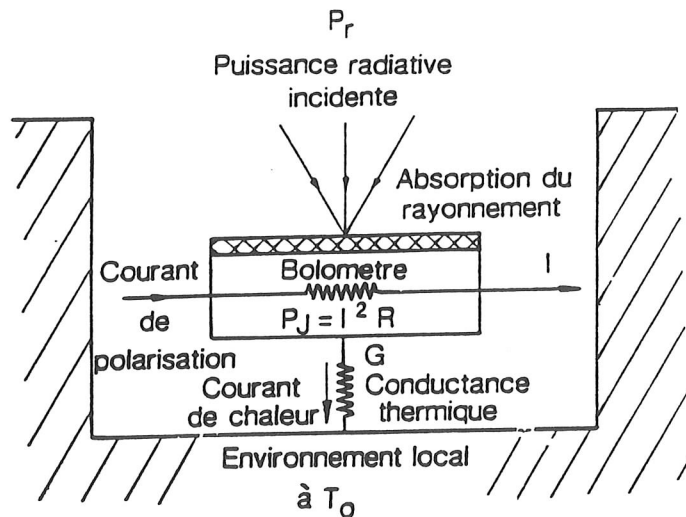
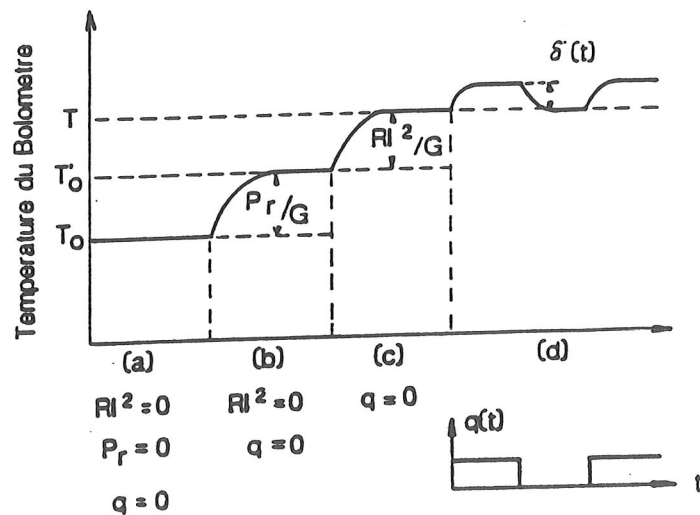


fig 2





## REPONSE D'UN BOLOMETRE DANS LA LIMITE D'UN FAIBLE SIGNAL MODULE

Considérons un bolomètre de capacité calorifique  $C_p$  et de résistance  $R$ , supposée n'être sensible qu'à la température, présente un coefficient de variation avec celle-ci est défini par :

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$$

Ce coefficient ne dépend que de la nature de la résistance du bolomètre utilisé. Il est indépendant de la technique de construction du détecteur et de son couplage avec le thermostat, donc de la conductance thermique  $G$ . Il peut être négatif ou positif. Pour les semi-conducteurs dopés, comme nous le verrons plus loin très souvent utilisés comme éléments résistifs,  $\alpha$  est négatif et ne dépend que de la nature et de la concentration des atomes dopants dans le cristal.

Cet  $\alpha$  négatif permet dans ce cas de garantir une stabilité de fonctionnement inconditionnelle du bolomètre. En effet, toute élévation notable de la température va se traduire par une diminution de sa résistance, entraînant du même coup une diminution de la puissance de Joule dissipée due à la polarisation. Cet effet tend donc à contrecarrer l'élévation de température et à combattre son action ; le système est autostabilisé. Il n'en est pas de même si  $\alpha$  est positif, ce qui est le cas par exemple pour les bolomètres supraconducteurs et bon nombre de bolomètres travaillant à la température ambiante. En toute rigueur, pour les semi-conducteurs dopés,  $\alpha$  dépend également de la compensation du dopage principal. On peut trouver des cas où, en fonction de cette compensation et pour certaines températures,  $\alpha$  devienne positif. Cependant, la zone de température où ce phénomène intervient est en général extrêmement éloignée de celle d'utilisation (typiquement vers 100 K pour les bolomètres semi-conducteurs destinés à travailler aux températures de l' $^4\text{He}$  ou l' $^3\text{He}$  liquide), et la résistance électrique est alors devenue tellement basse que l'effet joule est absolument négligeable et sans influence sur la stabilité.

On doit maintenant définir quelques paramètres essentiels du bolomètre :

$$Z = \frac{dV}{di} \quad \text{L'impédance dynamique ,}$$

où  $V$  est la tension aux bornes du détecteur,

$$G_d = \frac{dP_T}{dT} \quad \text{La conductance thermique dynamique,}$$

où  $P_T$  est la somme de la puissance de Joule  $P_J$  et de  $P_r$ ,

$$G_e = \frac{dP_r}{dT} \quad \text{La conductance thermique effective.}$$

Supposons que la puissance modulée incidente absorbée soit :

$$q(t) = q_0 [ 1 - e^{-i\omega t} ]$$

Elle produit une oscillation de la température du bolomètre  $\delta(t)$ , (voir fig. 2d)

$$\delta(t) = \delta_0 [ 1 - e^{-i\omega t} ] .$$

Cette élévation de température se traduit par une oscillation de la valeur de la résistance du bolomètre qui devient :

$$R(t) = R [ 1 + \alpha \delta(t) ]$$

L'équation d'équilibre thermique en fonction du temps doit donc maintenant s'écrire :

$$I^2 R(t) + P_r + q(t) - G(T - T_0) - G_d \delta(t) = C_p \frac{d}{dt} \delta(t)$$

en retirant de cette équation les termes de l'équation d'équilibre statique on obtient :

$$q(t) = [G_d - \alpha I^2 R] \delta(t) + C_p \frac{d}{dt} \delta(t)$$

équation différentielle ayant pour solution, en ignorant la rotation de phase :

$$\delta(\omega) = \frac{q_0}{G_e (1 + \omega^2 \tau_e^2)^{1/2}} \quad \text{où } G_e = G_d - \alpha I^2 R$$

et où la constante de temps effective  $\tau_e$  est donnée par :

$$\tau_e = \frac{C_p}{G_e}$$

Cette constante de temps effective, pour  $\alpha < 0$ , sera plus petite que la constante de temps thermique  $\tau$  définie par :

$$\tau = \frac{C_p}{G_d}$$

La tension alternative produite aux bornes du bolomètre par la puissance incidente  $q(t)$  est :

$$V_0 = \alpha I R \delta_0(\omega) = \frac{q_0 \alpha I R}{G_e (1 + \omega^2 \tau_e^2)^{1/2}}$$

La réponse alternative du bolomètre peut être définie comme le rapport de la tension alternative efficace produite sur la puissance efficace d'entrée :

$$S(\omega) = \frac{V_0}{q_0} = \frac{\alpha I R}{G_e (1 + \omega^2 \tau_e^2)^{1/2}} \quad (V/W)$$

## MESURE ELECTRIQUE DE LA SENSIBILITE

Si la résistance R du bolomètre est toujours supposée n'être sensible qu'à la température, ce qui veut dire que la résistance électrique du bolomètre, sous le courant de mesure I, traduit bien l'élévation de température due à la puissance électrique dissipée par effet Joule, la mesure de la caractéristique I-V du détecteur (courbe de charge) à température constante du réservoir de température peut nous renseigner sur la valeur attendue de sa sensibilité et des constantes de temps dynamique et effective. ?

On va assimiler la puissance électrique statique dissipée dans le détecteur à la puissance de rayonnement incidente permanente qu'il recevrait s'il fonctionnait en détecteur, augmenté de la puissance de Joule due à la polarisation. La puissance du rayonnement modulé est alors simulée par de petites variations de puissance électrique, donc de I, autour du courant de mesure. On suppose donc que le comportement du détecteur sera le même, qu'il absorbe une énergie électromagnétique ou qu'il soit chauffé par une énergie électrique.

A partir des paramètres définis plus haut, on peut obtenir une expression de la sensibilité S(o) en fonction de R, Z et V.

Remarquons que l'on peut écrire :

$$\frac{dR}{dP_T} = \frac{dR}{dI} \frac{dI}{dP_T}$$

$$\text{soit : } \frac{dR}{dP_T} = \frac{\frac{d}{dI} \left[ \frac{V}{I} \right]}{\frac{d}{dI} (VI + P_r)} \quad \text{car } P_r \text{ est indépendant de } I.$$

$$\frac{dR}{dP_T} = \frac{Z - R}{I^2 (Z + R)}$$

Si le courant de polarisation I est constant, on peut écrire :

$$\left. \frac{dP_T}{dR} \right|_I = \left. \frac{I dP_T}{dV} \right|_I = I \left( 1 + \frac{dP_r}{dV} \right) \Big|_I$$

en combinant les deux expressions, on trouve :

(1)

$$S_{E(0)} = \frac{dV}{dP_r} = \frac{Z - R}{2V} = \frac{Z - R}{2RI}$$

*I = cst*  
*impulsion P<sub>r</sub>*  
*mesure de V*



L'indice E signifiant que la sensibilité calculée à partir des mesures de Z et de R est purement électrique.

de la même manière on peut obtenir l'expression de  $G_d$  :

$$G_d = \frac{dP_T}{dT} = \frac{dP_T}{dR} \frac{dR}{dT} = \alpha I^2 R \frac{R+Z}{R-Z} = \alpha P_J \frac{Z+R}{Z-R}$$

ainsi que l'expression de  $G_e$  :

$$G_e = \frac{dP_r}{dT} = \frac{d}{dT} (P_T - I^2 R) = G_d - \alpha I^2 R$$

soit :

$$(2) \quad G_e = -\alpha I^2 R \left( 1 + \frac{R+Z}{R-Z} \right) = \alpha I^2 R \frac{2R}{Z-R}$$

Remarquons qu'en combinant les équations (1) et (2), on retrouve bien la valeur de la sensibilité  $S(\omega)$ , obtenue auparavant, quand  $\omega=0$  :

$$S(0) = \frac{\alpha I R}{G_e}$$

Notons que pour les bolomètres dont  $\alpha$  est négatif, on a :

$$G_e > G_d > G$$

les inégalités devenant progressivement plus importantes au et à mesure que le courant de polarisation augmente.

Comme  $\alpha$ , R et  $G_e$  sont tous fonction de la température et donc de I, la sensibilité  $S(0)$  n'augmente pas linéairement avec le courant, mais passe par un maximum et décroît ensuite lentement.

La détermination précise de Z peut être faite soit statiquement en mesurant la variation  $\Delta R$  pour de très faibles variations  $\Delta I$  du courant de polarisation (on a alors une estimation dans la limite de fréquence nulle ;  $\omega=0$ ) , soit à la fréquence réelle de fonctionnement du bolomètre en ajoutant à la tension de mesure statique une petite tension alternative et en mesurant le courant grâce à une détection synchrone.

Les bolomètres semi-conducteurs réels ne suivent pas parfaitement ces modèles car leur résistance dépend du champ électrique et donc de la tension appliquée, même à température constante du réseau cristallin. De plus la sensibilité réelle du bolomètre  $S_{Op}$  doit prendre en compte l'absorptivité du rayonnement qui n'est jamais =1. Si  $\epsilon$  est l'émissivité et  $S_A$  la puissance absorbée, on a :

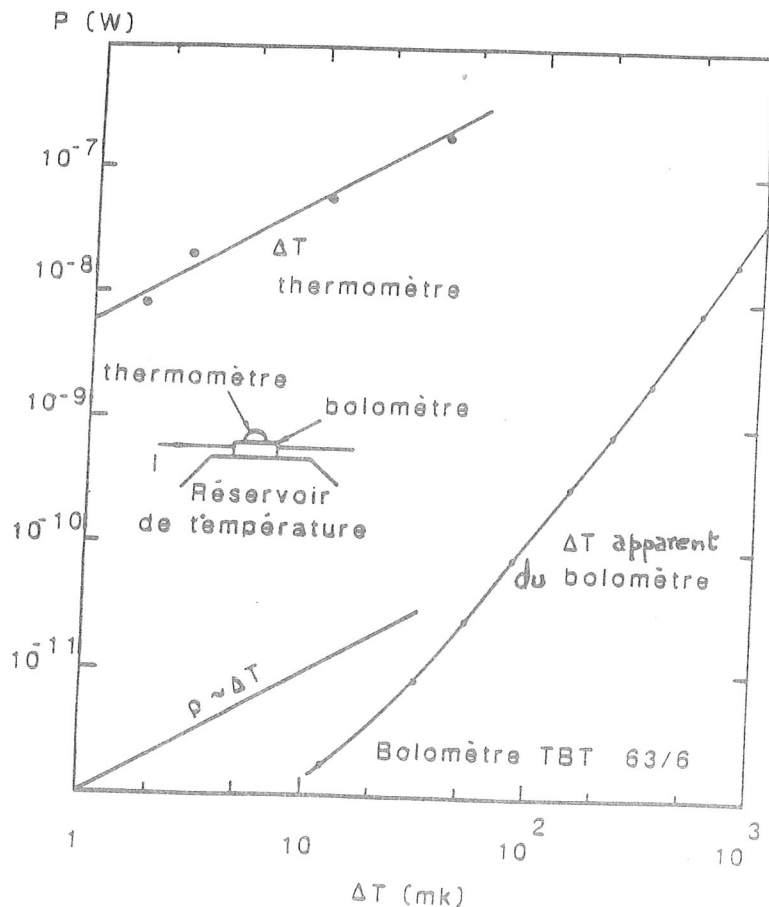
$$S_{Op} = \epsilon S_A \approx \epsilon S_E$$

Pour tenir compte de ce facteur  $\epsilon$ , un chauffage indépendant composé d'une résistance indépendante est quelquefois ajouté au bolomètre pour une mesure directe de  $S_A$  (au prix d'une augmentation de la capacité calorifique) sans passer par la mesure de  $S_E$ .

De plus, dans certain cas, la résistance totale du bolomètre n'est pas uniquement sensible à la température et comprend un terme fonction du courant de polarisation dû sans doute un effet de diode à la soudure des fils électriques et très sensible aux très faibles courant de mesure. La valeur mesurée de la résistance ne traduit pas dans ce cas la température réelle du bolomètre. Ceci conduit à une estimation très erronée de la sensibilité. Un cas typique est illustré sur les 2 figures ci-jointe .

lors de l'utilisation d'un bolomètre, le courant de polarisation est généralement réglé pour obtenir une sensibilité maximum. Or dans tout ce qui précède on a supposé que les variations de la température du bolomètre dues au rayonnement modulé sont très faibles devant sa température statique  $T$  occasionnée par la puissance de polarisation et de background. S'il n'en était pas le cas, la réponse du bolomètre deviendrait non linéaire du fait des variations de  $\alpha$ , de  $C_p$  et de  $G$ . dans ce cas, pour retarder la saturation et au prix d'une moindre sensibilité, on augmente le courant de polarisation de manière à retrouver des conditions où la puissance statique dissipée reste grande devant la puissance incidente modulée.

Fig. 3  
Mise en évidence de l'évaluation erronée de la température réelle d'un bolomètre due à la non linéarité de sa résistance avec la puissance dissipée. Pour une puissance très faible de mesure, la température apparente du bolomètre semble déjà évoluer alors que le thermomètre qui est collé dessus ne détecte rien.



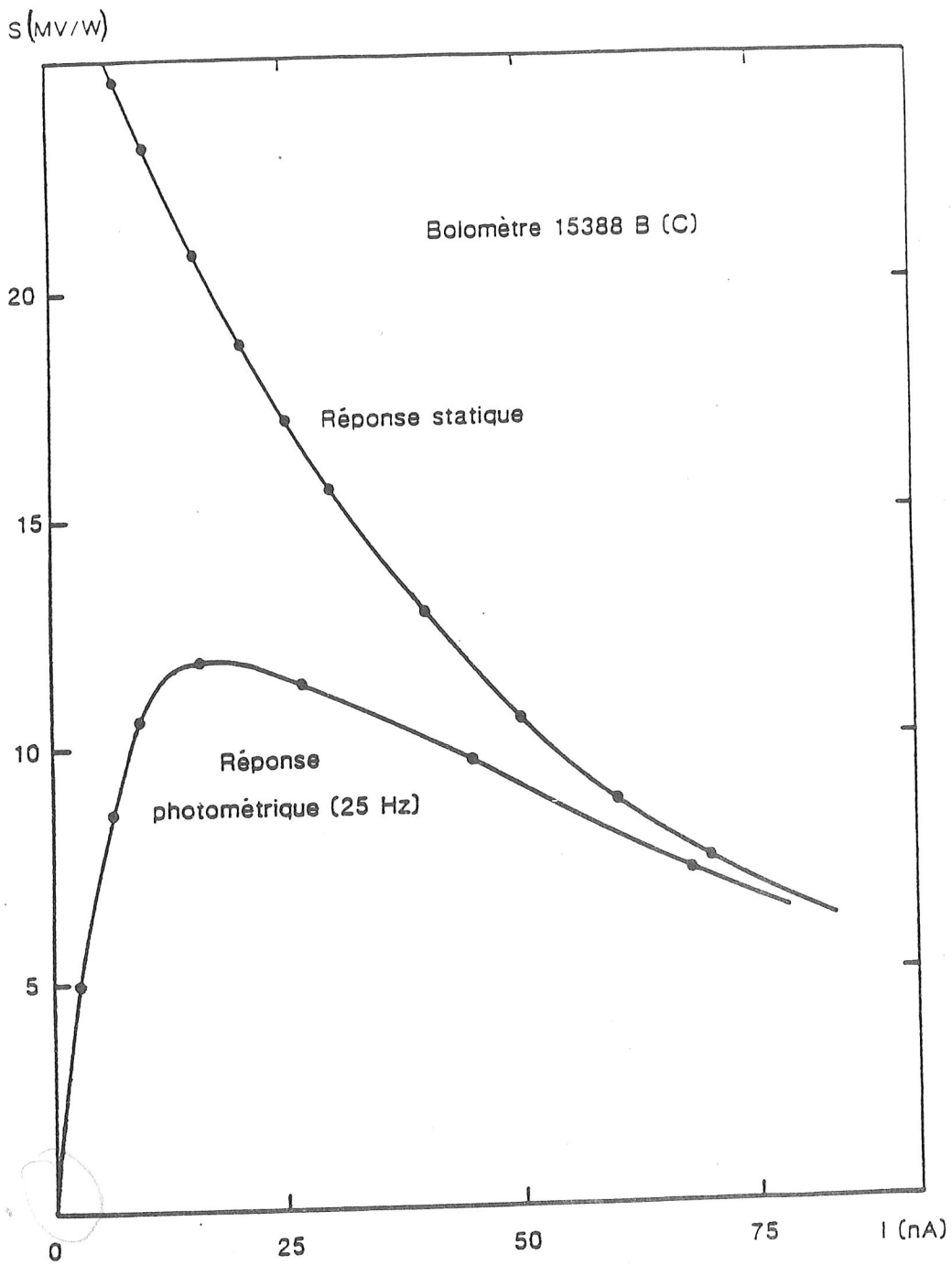


Fig 4 Comparaison de la réponse photométrique réelle et calculée d'un bolomètre, en fonction du courant de polarisation . La sensibilité calculée est erronée du fait de la non-linéarité de la résistance du bolomètre avec le courant de mesure .



## IMPEDANCE COMPLEXE D'UN BOLOMETRE

Si  $P_q = \delta(t) \cdot dP_T/dT$  représente l'amplitude instantanée de la puissance absorbée par le bolomètre, due à l'absorption du rayonnement modulé  $q(t)$ , induisant une oscillation de température  $\delta(t)$  ainsi qu'une variation de la puissance de Joule par la variation de la résistance  $R$ , l'amplitude instantanée de la puissance  $P_d$  est alors :

$$P_d = P_q + q(t)$$

qui conduit à la relation :  $j\omega C_p(\delta(t) - \delta_0) + G_d \delta(t) = P_d$

*où est la C.R. due à R??*

On peut définir une conductance thermique dynamique :

$$G_d(\omega) = \frac{dP_d}{d\delta} = G_d + j\omega C_p$$

soit :  $G_d(\omega) = G_d (1 + j\omega\tau)$

*(Modèle du premier ordre)*

en prenant l'expression de  $Z$  à partir de l'équation (2) on obtient :

$$G_d = \alpha \cdot P_J \cdot \frac{Z+R}{Z-R}$$

$$Z(\omega) = R \frac{G_d(\omega) + \alpha P_J}{G_d(\omega) - \alpha P_J}$$

$$Z(\omega) = R \frac{G_d(1 + j\omega\tau) + \alpha P_J}{G_d(1 + j\omega\tau) - \alpha P_J}$$

*OK* *FAUX!*

$Z(\omega)$  est donc complexe de la forme  $X+jY$  et on peut séparer les composantes réelles et imaginaires :

$$X = \frac{4 R Z + (Z+R)^2 \omega^2 \tau^2}{4R + R^{-1}(Z+R)^2 \omega^2 \tau^2}$$

$$Y = \frac{2\omega\tau (R^2 - Z^2)}{4R + R^{-1}(Z+R)^2 \omega^2 \tau^2}$$

Pour les bolomètres semi-conducteurs dopés où  $\alpha < 0$ ,  $Z < R$  et on voit que la partie imaginaire sera toujours positive.  $Z(\omega)$  est donc constitué d'une résistance en série avec une self. Il faut donc s'attendre à un déphasage entre la radiation modulée et le signal issu du détecteur. Cette propriété de self induction de l'impédance dynamique peut être mise à profit pour créer un bolomètre résonnant comme nous le verrons plus loin.

## MODELE ELECTROTHERMIQUE D'UN BOLOMETRE

A partir des équations développées plus haut il est intéressant de voir comment vont évoluer en pratique la sensibilité d'un bolomètre en fonction de ses paramètres de fonctionnement. Pour cela nous allons tout d'abord examiner comment ces paramètres varient avec la température.

### 1/ Résistance R du bolomètre

Cette résistance varie très fortement avec la température. Pour les bolomètres qui nous intéressent, constitués d'un semi-conducteur dopé et compensé, il existe une variété de modèles théoriques de la résistance électrique à basse température mettant en œuvre différents mécanismes de conduction électrique que nous esquisserons plus loin. On va admettre que cette résistance va varier comme

$$R = R_{\infty} \exp\left(\frac{A}{T^m}\right)$$

A,  $R_{\infty}$  étant des constantes déterminées expérimentalement et m variant de 1 à 0,25

### 2/ Coefficient de température $\alpha$ de la résistance du bolomètre

En tenant compte de l'expression de la résistance avec la température, le coefficient :

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$$

caractéristique du cristal à basse température, peut maintenant s'écrire :

$$\alpha = -\frac{mA}{T^{m+1}}$$

Si  $\alpha_0$  est la valeur de  $\alpha$  à la température  $T_0$ , à la température T, sa valeur deviendra :

$$\alpha = \alpha_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-(m+1)}$$

### 3/ Conductance thermique au bain G

G(T) est un paramètre de construction, c'est à dire que l'on pourra modifier les performances d'un détecteur donné en ajustant sa conductance thermique vers le bain en fonction de la puissance de rayonnement incidente, et les optimiser pour chaque cas particulier. G(T) dépend de la conductivité thermique k(T) du matériau utilisé pour réaliser la fuite thermique et on peut

supposer, dans un intervalle de température  $\Delta T$  assez petit, que  $k(T)$  varie avec la température comme  $T^b$ .

Si  $k_0$  est la valeur de cette conductivité à la température  $T_0$  du bain, sa valeur à la température  $T$  deviendra alors :

$$k(T) = k_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^b$$

$A$  et  $L$  étant respectivement la surface et la longueur de l'élément constituant cette fuite thermique à la température comprise entre  $t$  et  $t + dt$ , la puissance totale s'écoulant à travers la fuite thermique du bolomètre à la température  $T$  vers le bain sera donc :

$$P_T = P_J + P_r = \int_{T_0}^T \frac{A}{L} k(t) dt$$

La conductance thermique totale de la fuite entre les deux températures  $T$  et  $T_0$  :  $G[T, T_0]$ , peut être définie par l'équation d'équilibre statique :

$$P_T = (T - T_0) G[T, T_0] = (T - T_0) G$$

$G$  représente une conductance moyenne entre les deux températures  $T$  et  $T_0$  et  $G[T_0, T_0] \equiv G_0$  apparaît comme la limite de  $\frac{A}{L} k(t)$  quand  $T$  tend vers  $T_0$ . On peut donc écrire que :

$$G_0 = \frac{A}{L} k_0$$

Ces 3 paramètres essentiels vont nous permettre de caractériser entièrement le mode de fonctionnement d'un détecteur "idéal" en présence d'une puissance de rayonnement incidente  $P_r$ . Nous allons calculer la sensibilité statique  $S(0)$ , puis  $S(\omega)$ , en fonction de l'élévation relative de température par rapport au bain. Nous relierons également le courant de polarisation à cette élévation de température.

#### 4/ Capacité calorifique du bolomètre

On va supposer que celle-ci varie avec la température comme  $T^d$ ,  $d$  va varier, sauf exception dont on va parler ci dessous, entre deux limites à très basse température :

$d = 1$  si le bolomètre est constitué d'éléments entièrement métalliques, (e<sup>-</sup>)

$d = 3$  représentant la limite d'un bolomètre entièrement cristallin.



La réalité se situera évidemment entre ces deux valeurs et on tentera de s'approcher le plus possible du cas où  $d = 3$ . A cet effet, on suppose que toute précaution aura été prise pour ne pas utiliser dans la construction du bolomètre de matériaux magnétiques, dont la capacité calorifique pourrait alors devenir très prépondérante et présenter un pic de chaleur spécifique dans le domaine de température de fonctionnement du détecteur.

Si  $C_{P_0}$  est la capacité calorifique du bolomètre à la température  $T_0$ , à la température  $T$  sa valeur sera :

$$C_P = C_{P_0} \left( \frac{T}{T_0} \right)^d$$

Si la fréquence angulaire de modulation du signal à détecter est  $\omega$ , on a toujours les deux constantes de temps du bolomètre :

$$\tau = \frac{C_P}{G_d} \quad \text{Constante de temps dynamique}$$

$$\tau_e = \frac{C_P}{G_e} \quad \text{Constante de temps effective}$$

Cette dernière tient compte de la contre-réaction électro-thermique. Dans ces conditions, la sensibilité dynamique  $S(\omega)$  du bolomètre s'écrit :

$$S(\omega) = S(0) \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_e^2}}$$

Si on évalue tout d'abord l'expression de  $S(0)$  en fonction de  $\alpha$ ,  $R$ ,  $P_r$ ,  $G$  et  $G_d$  et en remarquant que

$$G_e = G_d - \alpha G (T - T_0) + \alpha P_r$$

$$\text{et} \quad P_J = P_T - P_r = G (T - T_0) - P_r$$

$$S(0) = \frac{\alpha R}{G_e} = \frac{\alpha \sqrt{R P_J}}{G_e} = \frac{\alpha \sqrt{R} \sqrt{G (T - T_0) - P_r}}{G_d - \alpha G (T - T_0) + \alpha P_r}$$

$$\text{et comme} \quad \frac{dP_T}{dT} = G + (T - T_0) \frac{dG}{dT} = G_d$$

$$S(0) = \frac{\alpha \sqrt{R} \sqrt{G (T - T_0) - P_r}}{G + (T - T_0) \frac{dG}{dT} - \alpha G (T - T_0) + \alpha P_r}$$

Si  $R_0$ ,  $\alpha_0$ ,  $G_0$  sont les valeurs des paramètres du bolomètre pour  $T = T_0$ , leurs valeurs à la température  $T$  seront :

$$R = R_0 \exp\left(\frac{\alpha_0 T_0}{m} \left[1 - \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-m}\right]\right)$$

$$\alpha = \alpha_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-(m+1)}$$

$$G = G_0 \frac{T_0}{T - T_0} \frac{1}{b+1} \left[\left(\frac{T}{T_0}\right)^b - 1\right]$$

$$G_d = G_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^b$$

$$G_e = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{-(m+1)} \left(G_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{b+m+1} - \frac{\alpha_0 G_0 T_0}{b+1} \left[\left(\frac{T}{T_0}\right)^{b+1} - 1\right] + \alpha_0 P_r\right)$$

Si on effectue le changement de variable :

$$X = \frac{T - T_0}{T_0},$$

qui traduit l'échauffement relatif du bolomètre par rapport au bain, on obtient finalement :

$$S(0) = \frac{\alpha_0 \sqrt{R_0} \sqrt{\frac{G_0 T_0}{b+1} \left[(1+X)^{b+1} - 1\right] - P_r} \exp\left(\frac{\alpha_0 T_0}{2m} \left[1 - (1+X)^{-m}\right]\right)}{G_0 (1+X)^{b+m+1} - \frac{\alpha_0 G_0 T_0}{b+1} \left[(1+X)^{b+1} - 1\right] + \alpha_0 P_r}$$

$$\text{et } S(\omega) = S(0) \left[1 + \omega^2 \left(\frac{C_{p0}}{G_e}\right)^2 (1+X)^{2d}\right]^{-1/2}$$

de même le courant de polarisation peut s'écrire :

$$I = \frac{\sqrt{\frac{G_0 T_0}{b+1} \left[(1+X)^{b+1} - 1\right] - P_r}}{\sqrt{R} \exp\left(\frac{\alpha_0 T_0}{2m} \left[1 - (1+X)^{-m}\right]\right)}$$

On remarque tout de suite dans les expressions de  $S(0)$  et de  $I$  que le terme sous la racine carrée doit être  $> 0$  pour qu'elles aient un sens. Cela signifie que sous l'influence de la puissance de rayonnement absorbée, la température du bolomètre non polarisé s'accroît jusqu'à une valeur  $T'_0$  telle que :

$$(1+X_r)^{b+1} = 1 + (b+1) \frac{P_r}{G_0 T_0} \quad \text{en posant : } X_r = \frac{T'_0 - T_0}{T_0}$$

A partir de ces équations analytiques nous allons pouvoir tracer pour un bolomètre donné les variations de  $S(\omega)$  en fonction des différents paramètres . Une illustration en est donnée sur les figures suivantes pour un bolomètre présentant les caractéristiques suivantes :

Paramètres "internes"

$R_0 = 1M\Omega$	$\alpha_0 = - 20 K^{-1}$
$m = 0,5$	$G_0 = 50 nW/K$
$C_{P_0} = 0,5 nJ/K$	$b = 3, d = 2$

Paramètres "externes"

$f = 16 \text{ Hz}$ , fréquence de modulation  
 $P_r$  variant de 0 à 10 nW

On tracera également la variation de  $S(\omega)_{\max}$  pour le même bolomètre, en faisant varier  $\alpha_0$  pour différentes valeurs de la puissance de rayonnement  $P_r$ . On verra alors que la sensibilité maximale d'un tel bolomètre est optimale à un  $\alpha_0$  donné pour chaque  $P_r$ .

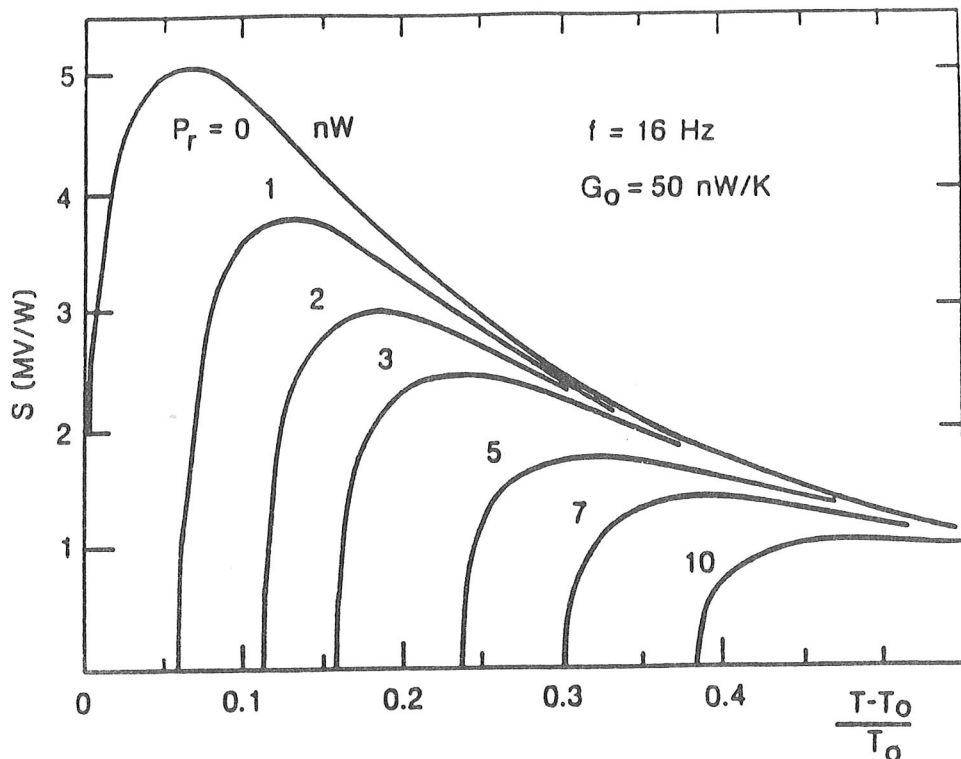


Fig 5 Réponse électrique calculée d'un bolomètre, à la fréquence de modulation de 16 Hz et pour différentes puissances radiatives absorbées  $P_r$ , en fonction de l'élévation relative de sa température. Les caractéristiques thermiques du bolomètre sont données dans le texte .



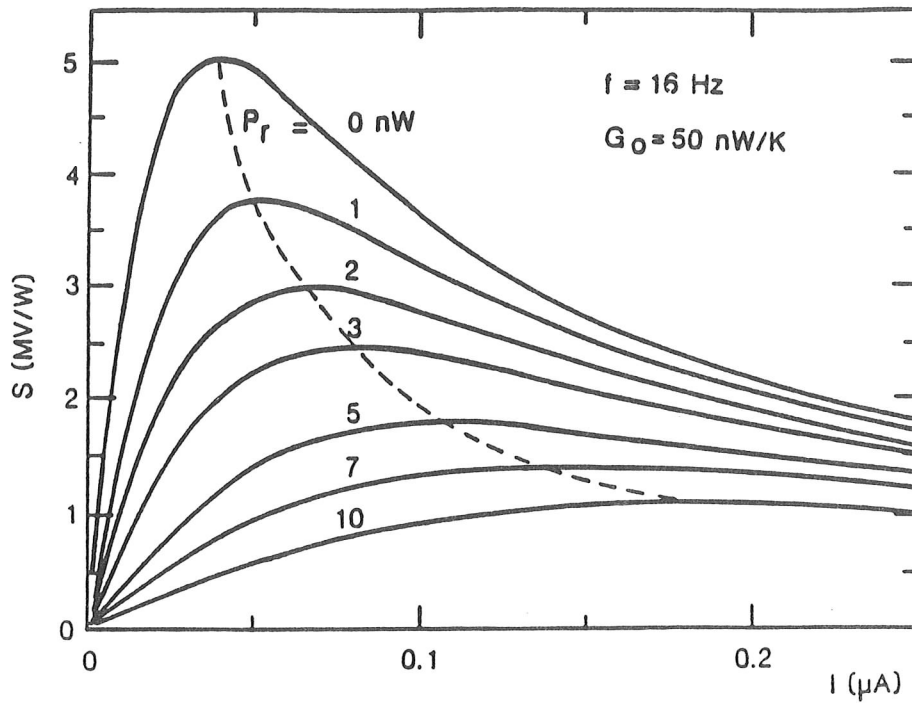


Fig 6 Réponse électrique calculée du bolomètre, dont les caractéristiques thermiques sont données dans le texte, en fonction de son courant de polarisation  $I$  et pour différentes puissances radiatives absorbées  $P_r$ , à la fréquence de modulation de 16 Hz.

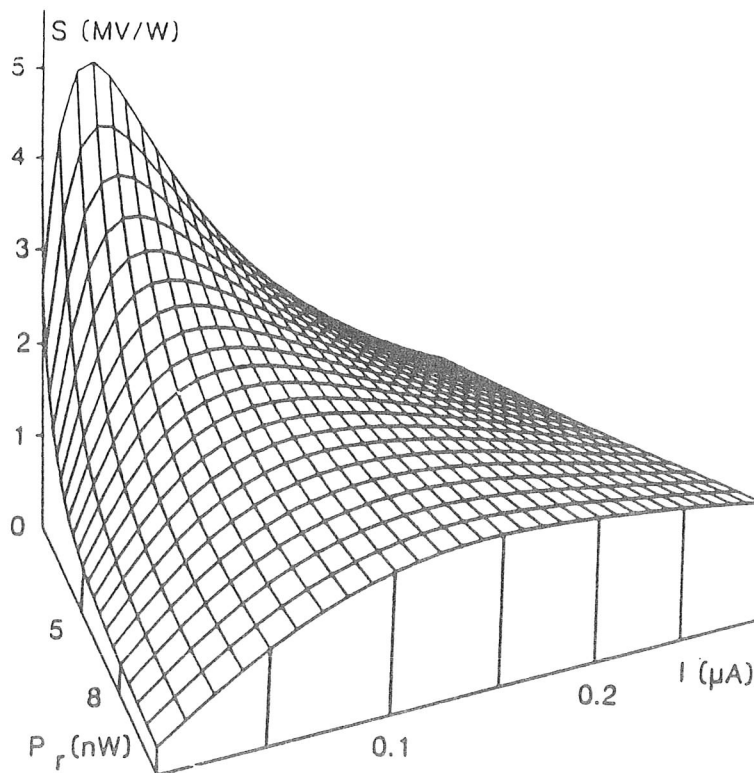


Fig 7 Représentation en 3 dimensions de la réponse électrique calculée du bolomètre dont les caractéristiques thermiques sont données dans le texte, en fonction de son courant de polarisation  $I$  variant de 0 à 300 nA, par pas de 10 nA, et pour des puissances radiatives absorbées  $P_r$  variant de 0 à 10 nW, par pas de 0,5 nW, pour une fréquence de modulation de 16 Hz..

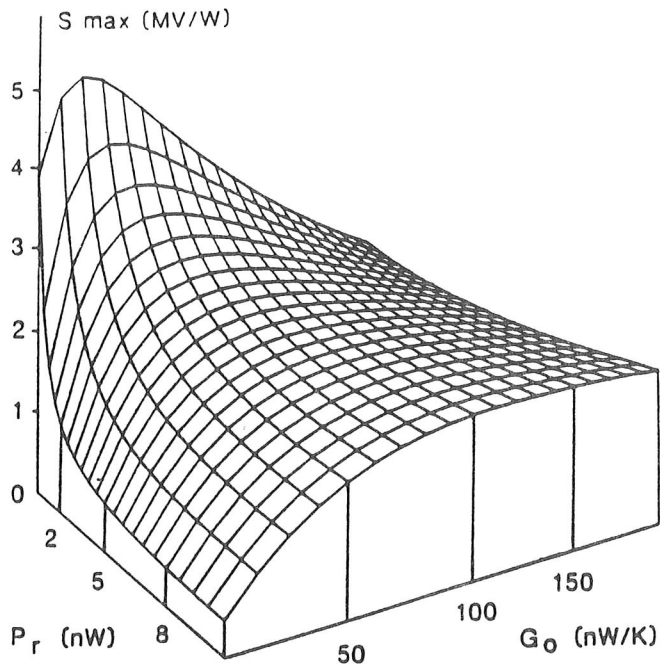


Fig 8 Représentation en 3 dimensions, pour une fréquence de modulation de 16 Hz, du maximum de sensibilité d'un bolomètre, dont les caractéristiques thermiques sont données dans le texte, en fonction de sa conductance thermique  $G_0$  vers le bain, variant, par pas de 10 nW/K, de 10 à 200 nW/K et pour des puissances radiatives absorbées  $P_r$  variant de 0 à 10 nW, par pas de 0,5 nW.

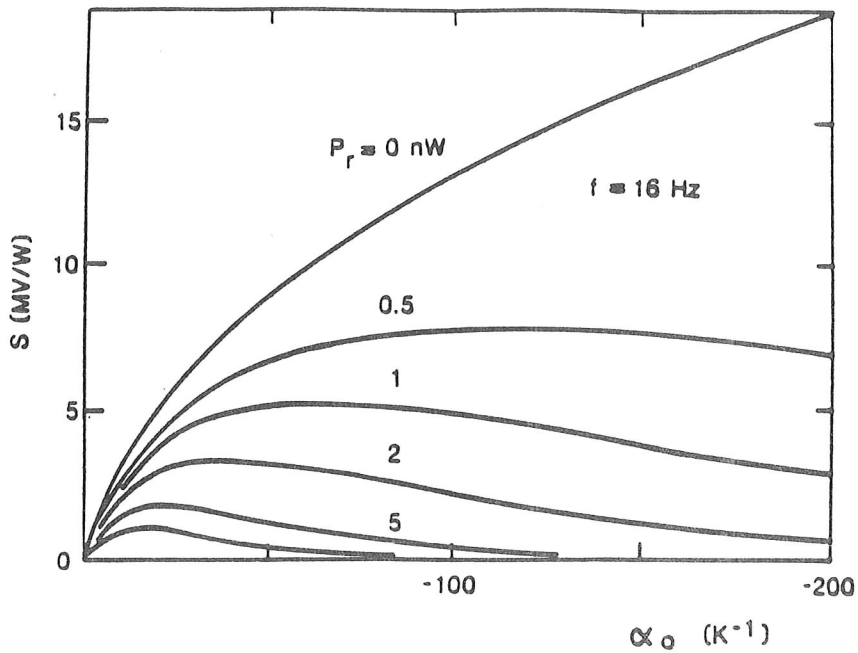


Fig 9 Variation de la sensibilité maximale calculée, à la fréquence de modulation de 16 Hz du bolomètre, dont les caractéristiques thermiques sont données dans le texte, en fonction de la valeur de son coefficient de température  $\alpha_0$ , pour différentes puissances radiatives absorbées  $P_r$ .

## BRUIT INTRINSEQUE DES BOLOMETRES

Un bolomètre est soumis à 3 sortes de bruits thermodynamiques fondamentaux :

### 1/ LE BRUIT DE PHOTONS

La thermodynamique prévoit que le rayonnement incident sur le bolomètre est affecté de fluctuations dues au rythme aléatoire d'émission des photons qui va engendrer un bruit superposé au signal et qui sera détecté par le bolomètre. Ce problème sera traité par ailleurs par J. M. Lamarre.

### 2/ BRUIT DE FLUCTUATION THERMIQUE

appelé aussi bruit de phonons ou bruit de conduction thermique

Un système de volume donné et de capacité calorifique C, en équilibre thermique avec un thermostat à la température  $T_0$  grâce à un lien thermique G, a un carré moyen de fluctuations d'énergie dû au passage des phonons le long de G égal à :

$$\langle (\Delta U)^2 \rangle = k_B T_0^2 C$$

Ces fluctuations d'énergie sont vues par le système comme des fluctuations de température :

$$\Delta T = \Delta U / C_V$$

de sorte que le carré moyen de fluctuations de température du système sont :

$$\langle (\Delta T)^2 \rangle = k_B T_0^2 / C$$

Cette expression peut être écrite comme une intégrale sur une intensité spectrale de température  $S_T(\omega)$

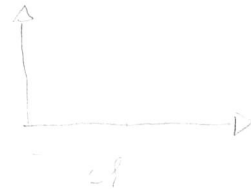
$$\langle (\Delta T)^2 \rangle = \int_0^{\infty} S_T(\omega) d\omega$$

si on applique maintenant au cas d'un bolomètre, on a vu que sa sensibilité est de forme Lorentzienne en  $(1 + \omega^2 \tau^2)^{-1}$ , ce qui nous intéresse est la fraction de la fluctuation de température qui apparait dans la bande  $d\omega$  autour de la fréquence de modulation du bolomètre. La surface normalisée sous la courbe de sensibilité est :

$$\Delta\omega = \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{1 + \omega^2 \tau^2} = \frac{\pi}{2\tau}$$

soit

$$\Delta f = \frac{1}{4\tau}$$



La fraction du carré moyen de fluctuations de température qui apparaissent dans la bande  $df$  est :

$$\langle (\Delta T)^2 \rangle \frac{df}{\Delta f}$$

sachant que  $\Delta P = G \Delta T$ , cette fluctuation de température peut être convertie en une fluctuation de puissance dissipée dans le détecteur.

$$\langle (\Delta P)^2 \rangle = G^2 \langle (\Delta T)^2 \rangle \frac{df}{\Delta f} \quad \text{où } \Delta f = G/4C$$

$$= 4GC \langle (\Delta T)^2 \rangle \cdot df = 4k_B T_0^2 \cdot G \cdot df$$

finalement la puissance de bruit du carré moyen de la fluctuation d'énergie dans la bande  $\Delta f$  est :

$$\langle (\Delta P)^2 \rangle = 4 k_B T_0^2 G \Delta f$$

Ce résultat en toute rigueur ne s'applique que pour un bolomètre à la même température moyenne que le thermostat constitué par le bain du liquide cryogénique réfrigérant. Le détecteur est donc supposé ne recevoir aucune puissance de rayonnement ( $P_r = 0$ ) ni dissiper de puissance de Joule due à un éventuel courant de polarisation. En fait, en fonctionnement, le bolomètre se trouve porté à une température  $T$  supérieure à celle du thermostat sous l'action conjuguée de  $P_r$  et  $P_J$ . Il y a donc en permanence un écoulement de chaleur vers le bain à travers la conductance thermique  $G$ . Cette conductance varie dans le même sens que la température, de sorte que toute élévation de la température du bolomètre, due aux fluctuations définies plus haut, se trouve réduite par l'augmentation corrélative de la conductance thermique. Il y a là un effet de contre réaction thermique. Seuls quelques auteurs, par exemple J. CLARKE et al, traitant des problèmes de bruit des détecteurs thermiques, soulignent cet effet. Jusqu'à présent, en l'absence d'un développement thermodynamique hors équilibre tenant compte de cette contre réaction, la quasi-totalité des auteurs substituent dans l'équation du spectre de bruit en puissance développée plus haut, la température  $T_0$  du thermostat par celle  $T$  du bolomètre, et puisqu'il s'agit de petites fluctuations de puissance dans le bolomètre, la conductance statique  $G$  par la conductance dynamique  $G_d$ . Soit :

$$\langle (\Delta P)^2 \rangle = 4 k_B G_d T^2$$

J. MATHER a publié une théorie du bruit d'un bolomètre hors équilibre. La conductance thermique est supposée constituée d'une série de petits éléments. Chaque élément est supposé pratiquement isotherme. Il est également le siège de fluctuations de température engendrant des fluctuations de puissance dissipée dans l'élément dont la densité spectrale est donnée par l'équation (13). La plus grande part de cette puissance s'écoule vers le bain, mais une partie va atteindre le détecteur. En calculant cette dernière partie et en intégrant la contribution de chaque élément sur la conductance thermique complète, il obtient :

$$\langle (\Delta P)^2 \rangle = 4 k_B G_d T_0^2 \frac{\int_{T_0}^T \left[ \frac{t k(t)}{T k(T)} \right]^2 dt}{\int_{T_0}^T \frac{k(t)}{k(T)} dt}$$

Le rapport des deux intégrales apparaît comme un terme correctif à apporter à la formulation généralement admise. Cette théorie tend à démontrer que la densité spectrale du carré moyen des

fluctuations de puissance dissipée dans le bolomètre du fait de la conductance thermique  $G$ , est surévaluée ; la température assignée étant trop élevée si on utilise celle, effective, du bolomètre.

En négligeant donc pour le moment ce facteur correctif, pour plus de simplicité, tout signal électromagnétique incident sur le détecteur et dont la puissance est inférieure, par unité de fréquence à :

$$P_{\min} = \sqrt{4 k_B G_d T^2} \quad (W/\sqrt{\text{Hz}})$$

sera donc masqué par la puissance moyenne de bruit due aux fluctuations de température du bolomètre, du fait de son couplage thermique avec le bain. Cette puissance minimale peut s'exprimer en fonction de la capacité calorifique  $C_p$  du bolomètre, liée à  $G_d$  par la constante de temps  $\tau$ .

$$P_{\min} = \sqrt{4 k_B \frac{C_p}{\tau} T^2} \quad (W/\sqrt{\text{Hz}})$$

Cette constante de temps est, nous l'avons vu, généralement imposée, de sorte que la puissance minimale détectable due au bruit de conduction thermique est limitée par la température de fonctionnement du détecteur et par sa capacité calorifique. En fait, la seule limitation est due uniquement à la température. En effet, en l'absence de toute "anomalie" ou composante magnétique (corps paramagnétiques, supraconducteurs, amorphes...), la chaleur spécifique d'un corps cristallin à basse température peut s'écrire :

$$C_p = \gamma T + A \left( \frac{T}{\theta} \right)^3$$

où  $\theta$  est la température de Debye et  $\gamma$  la constante de Sommerfeld du cristal considéré.

Le premier terme représente la contribution électronique du gaz d'électrons dans le réseau cristallin, caractérisé par la constante  $\gamma$  propre au matériau et le second la contribution des vibrations de ce réseau. Les deux termes dépendent de la nature du matériau. On voit donc que pour un détecteur, constitué par un corps donné, on abaissera le seuil de détection en abaissant sa température de fonctionnement. C'est cet abaissement de température qui constitue la clef des très hautes performances pour les détecteurs thermiques.

On a pris l'habitude de parler de puissance équivalente de bruit pour caractériser les différentes contributions au bruit d'un détecteur, en anglais "noise equivalent power" abrégé en : NEP.

Ainsi donc la puissance équivalente de bruit de conduction thermique variera comme  $T^{3/2}$  à  $T^{5/2}$ , suivant l'importance respective des matériaux entrant dans la construction d'un détecteur. On peut écrire :

$$\text{NEP}]_G = \sqrt{4 k_B G_d T^2} \sim T^{3/2} \text{ à } T^{5/2}$$

### 3/. BRUIT JOHNSON

L'échauffement du bolomètre sous l'action du rayonnement incident est détecté par la variation de la résistance électrique du thermomètre. Cette résistance varie plus ou moins rapidement avec la température. La plus petite puissance incidente détectable est donc liée également à la plus petite variation de résistance mesurable. Pour les mesurer, on alimente généralement le bolomètre à courant constant, de sorte que l'on mesure en fait les variations de tension à ses bornes. Ce mode d'alimentation est dicté par des considérations pratiques, mais rien n'interdit à priori d'envisager d'autres modes de fonctionnement. La limite inférieure de détection semble donc liée au rapport signal sur bruit des amplificateurs. Cependant, même en l'absence de rayonnement incident et donc d'échauffement du détecteur, une fluctuation fondamentale de tension apparaît aux bornes de la résistance R. Son spectre est donné par l'expression bien connue due à JOHNSON, qui le découvrit le premier expérimentalement. Le carré moyen de la fluctuation en tension a la forme :

$$\langle (\Delta V)^2 \rangle = 4 k_B T R$$

Ce bruit de tension aux bornes de la résistance est interprété comme dû aux fluctuations de température des électrons dans la résistance.

La puissance équivalente de bruit due au bruit Johnson va être le rapport de cette tension moyenne de bruit par la sensibilité S du bolomètre :

$$NEP ]_J = \frac{\sqrt{4 k_B T R}}{S} \quad (W/\sqrt{Hz})$$

On peut introduire dans cette expression la valeur de S calculée précédemment :

$$NEP ]_J^2 = \frac{4 k_B T}{\alpha^2 R} \frac{1}{I^2} G_e^2$$

$$\text{soit : } NEP ]_J^2 = \frac{4 k_B T}{\alpha^2 P_J} G_e^2$$

$P_J$  étant la puissance de polarisation

$$\text{Comme : } G_e = G_d \alpha P_J$$

$$NEP ]_J^2 = \frac{4 k_B T}{\alpha^2 P_J} (G_d \alpha P_J)^2$$

$$NEP ]_J^2 = \frac{4 k_B T}{\alpha^2 P_J} (G_d^2 + \alpha^2 P_J^2 - 2 \alpha G_d P_J)$$

On remarque que cette puissance équivalente de bruit Johnson ne dépend pas de la valeur de la résistance mais de la puissance de Joule de polarisation. Elle dépend également, outre de la température, du couplage avec le thermostat, qui dépend lui aussi de la température.

On voit donc qu'abaisser la température de fonctionnement fait décroître le NEP  $J_J$ . Le détecteur, dans cette expression, est assimilé à une impédance électrique purement résistive à la température T. C'est le concept adopté par un grand nombre d'auteurs. Certains cependant utilisent la partie réelle de  $Z(\omega)$ ; l'impédance complexe du détecteur. De la même manière que pour le bruit de conduction thermique, il existe une contre réaction thermique due au circuit de polarisation. En effet, toute variation de la tension aux bornes du détecteur va se traduire par une variation de la puissance de Joule dissipée, laquelle va se traduire par une fluctuation de la température du bolomètre. Imaginons qu'à un instant donné une tension de bruit positive apparaisse aux bornes du détecteur. Ceci va entraîner un accroissement de la puissance de joule dissipée, si le bolomètre est alimenté à courant constant. Sous cette puissance supplémentaire, le détecteur s'échauffe un peu plus, ce qui entraîne une diminution de la résistance de l'élément (si  $\alpha < 0$ ). Cette résistance qui décroît va donc tendre à produire une tension moyenne de bruit plus faible qui s'oppose au phénomène qui lui a donné naissance. J. MATHER a traité ce problème en tenant compte de cette contre réaction thermique. Il trouve que :

$$\text{NEP } J_J = \sqrt{4 k_B T P_J \frac{Z + R}{Z - R} (1 + i \omega \tau)}$$

On remarque que le NEP  $J_J$  dépend dans ce cas de la constante de temps dynamique  $\tau$ , plutôt que de la constante de temps effective  $\tau_e$ .

Nous venons de montrer que le bruit de conduction thermique conduit à une limitation thermodynamique de la puissance minimale détectable par unité de temps. Nous venons de voir également que le bruit Johnson limite lui aussi la puissance minimale détectable. On peut alors s'interroger sur la contribution relative de chacun de ces deux types de bruit sur le NEP total du bolomètre. F. LOW en 1961 a montré que pour les bolomètres à semi-conducteur refroidis dans le domaine de température compris entre 1.1 et 4.2 K, au voisinage du maximum de réponse du détecteur, le NEP Johnson était pratiquement égal au NEP de conduction thermique, si la fréquence de travail du détecteur était très inférieure à sa fréquence de coupure et si la puissance de rayonnement absorbée était très faible devant celle due à la polarisation. En est-il toujours de même pour les bolomètres refroidis à plus basse température ?

On peut montrer en utilisant la formulation analytique décrite précédemment que, pour des fréquences de modulation telles que  $1 + \omega^2 \tau^2 \approx 1$ , le maximum du rapport des NEP de conduction thermique et Johnson :



$$\frac{\text{NEP}]_G}{\text{NEP}]_J} = \alpha_0 T_0 (2m)^{m/(2b+3)} (2b + 2m + 3)^{-(b+m+1,5)/(2b+3)}$$

L'influence de la fréquence de coupure du détecteur aura pour effet d'augmenter le NEP Johnson, du fait du facteur multiplicatif :

$$\sqrt{1 + \omega^2 \tau_d^2}$$

et donc de diminuer le rapport calculé. Notons que pour les bolomètres travaillant normalement, c'est-à-dire au maximum jusqu'à leur fréquence de coupure, ce facteur ne peut dépasser  $\sqrt{2}$ .

En prenant pour  $\alpha_0$ ,  $m$ ,  $b$  et  $d$  des valeurs raisonnables on trouve que ce rapport est toujours compris entre environ 0,5 et 3. Les deux contributions sont donc du même ordre et la condition d'un NEP de conduction thermique minimum sera le même que pour celle du bruit Johnson.

**On peut donc en conclure que le minimum de NEP thermodynamique interne d'un bolomètre sera toujours obtenu en minimisant le plus possible sa capacité calorifique, par le choix judicieux des matériaux entrant dans sa composition, et par la diminution de sa température de fonctionnement.**

## BRUITS SUPPLEMENTAIRES DANS LES BOLOMETRES

Outre ces bruits fondamentaux, les bolomètres présentent des bruits supplémentaires dus soit à des phénomènes internes soit à la manière dont ils sont utilisés. Ces bruits peuvent être plus ou moins réduits en utilisant des techniques appropriées. Nous allons les décrire brièvement.

### 1/ bruit dû au circuit de polarisation

La polarisation d'un bolomètre est le plus souvent réalisé à partir d'un générateur de tension (pile) en série avec une résistance  $R_L$  de forte valeur afin de le transformer en générateur de courant. Cette résistance ne peut malheureusement pas être de valeur infinie et est limitée pratiquement à des valeurs inférieures à 100 M $\Omega$ .

Notons en passant que dans le circuit électrique équivalent du bolomètre cette résistance va être en parallèle avec le bolomètre de sorte que le signal à amplifier vu de l'amplificateur va être en fait :

$$S(\omega) \frac{Z(\omega)}{Z(\omega) + R_L}$$

Il y donc lieu de choisir  $R_L$  de la plus forte valeur possible pour ne pas atténuer le signal par ce diviseur.

Cette résistance de la même manière que le bolomètre va avoir un bruit Johnson qu'il va falloir réduire en la refroidissant à la température la plus basse possible.

### 2/ bruit dû à la stabilité de la température du bain cryogénique

Au spectre des fluctuations de température du bolomètre dû au bruit de conduction thermique décrit plus haut peut s'ajouter un spectre dû aux fluctuations de température du bain cryogénique. celui-ci est en général limitées aux très basses fréquences, mais du fait de la réduction très sensible des capacités calorifiques aux très basses températures des éléments constituant les réfrigérateurs, des perturbations aux fréquences de modulation des bolomètres peuvent être un problème et conduire à un bruit dit en  $1/f$ . Une manière de solutionner ce problème a été d'utiliser le bolomètre dans une des branches d'un pont, l'autre branche comprenant un bolomètre aveugle de même caractéristique en terme de  $\alpha$ .

### 3/ bruit dû à la microphonie

Une source de bruit parasite très souvent présente aux bornes d'un système de détection est dû aux vibrations mécaniques engendrées dans les expériences par des éléments mobiles dans/ou à l'extérieur du cryostat. Ces perturbations peuvent exciter des fréquences propres de vibration du détecteur que l'on aura intérêt si possible à choisir loin des fréquences de modulation. L'origine des signaux parasites, qui apparaissent aux bornes du préamplificateur, semblent provenir principalement soit de tensions induites par la vibration des fils dans le champ magnétique ambiant, soit d'un phénomène piézo-électrique au niveau des soudures des fils sur le cristal. Celles-ci sont

en effet en général de très faible surface et les vibrations des fils peuvent engendrer des pressions très importantes à l'interface métal-semiconducteur. Une grande attention devra donc être apportée à la fixation des fils électriques lors du montage du bolomètre, ne laissant libre que la longueur minimale nécessaire. Il semble que les bolomètres très refroidis, à  $^3\text{He}$  ou en dessous, du fait de la faible conductivité thermique des matériaux aux très basses températures, présentent sur ce point précis un avantage important par rapport à ceux refroidis à  $^4\text{He}$ , la longueur réduite des fils électriques entre le thermostat et le bolomètre rejetant leur fréquence propre de vibration loin des fréquences utiles.

#### 4/ bruit dû aux perturbations radioélectriques

Généralement couplés à un préamplificateur à très grande impédance d'entrée fixé sur l'enveloppe extérieure du cryostat et donc à température ambiante, les bolomètres, également d'impédance assez élevée, de l'ordre de quelques  $\text{M}\Omega$ , peuvent être sensibles aux émissions radioélectriques présentes dans leur environnement. L'ensemble détecteur-préamplificateur associé aux fils de liaison qui les réunissent, forment une boucle à haute impédance susceptible de capter ces émissions, si un soin méticuleux n'est pas pris pour éviter ce phénomène. L'existence de cette boucle, si elle vibre, peut être également la cause de tensions induites dans le champ magnétique statique environnant et contribuer à un bruit microphonique. En général, la liaison bolomètre-préamplificateur est suffisamment blindée par l'enveloppe du cryostat pour que la modulation des fréquences porteuses des émissions radioélectriques qui tombent dans le domaine des basses fréquences, zone de modulation des bolomètres, soient sans effet apparent sur le bruit mesuré à la sortie de la chaîne de détection. Cependant et principalement pour les bolomètres très refroidis, du fait de leur faible couplage thermique au thermostat (typiquement quelques dizaines de  $\text{nW/K}$ ), les fréquences porteuses des émissions captées malgré le blindage formé par le cryostat, qui ne peut être parfait, peuvent dans certains cas induire un courant dans le bolomètre et l'échauffer de manière incontrôlée ; ce phénomène est bien connu dans le domaine de la thermométrie à très basse température. Du fait de cette élévation de température et de la tension parasite apparaissant aux bornes du bolomètre, le bruit propre de celui-ci peut donc s'en trouver affecté et surtout, sa sensibilité peut être fortement modifiée en rejetant son point de fonctionnement loin des conditions optimales, le phénomène pouvant s'apparenter à un niveau de puissance de fond aléatoire trop important absorbé par le bolomètre. Ce genre de perturbation peut prendre naissance non seulement au niveau de l'ensemble détecteur-préamplificateur mais également à cause des fils d'amenée de différents accessoires électriques introduits à l'intérieur du cryostat, thermomètres par exemple, ceux-ci jouant alors un rôle d'antenne à l'intérieur même du blindage. Les fils de liaison du bolomètre vers le préamplificateur devront donc être les plus courts possibles et blindés ou torsadés, de manière à réduire le plus possible la surface effective de la boucle à haute impédance ainsi formée et une grande attention devra être apportée au câblage des accessoires annexes dans le cryostat (filtrage basse fréquence par exemple).

Une solution élégante consisterait, à la manière des préamplificateurs des détecteurs photo-conducteurs qui présentent des impédances extrêmement élevées, à placer le premier étage du préamplificateur, fonctionnant en suiveur, le plus près possible du bolomètre et refroidi à la même température, assurant ainsi une sortie du cryostat à basse impédance. Dans le domaine des basses et très basses fréquences, domaine de modulation usuel des bolomètres, les seuls éléments actifs combinant un très faible bruit de tension, un bruit de courant faible et une haute impédance d'entrée sont les transistors à effet de champ à jonction silicium (JFETs). Or, contrairement aux transistors à effet de champ de type "M.O.S." utilisés pour les photo-conducteurs et qui présentent un bruit de tension bien plus élevé, les JFETs ne peuvent malheureusement pas fonctionner à 4 K et encore moins en dessous. Il est donc impossible de les placer extrêmement proche des bolomètres. Ils doivent être portés (pour ceux qui acceptent de fonctionner à basse température) à un minimum d'environ 60 K pour commencer à conduire.

#### 5/ bruit en excès

La plupart des bolomètres présentent un bruit en excès, principalement aux basses fréquences. L'origine de ce bruit n'est pas toujours évidente, plusieurs causes pouvant entraîner cet excès de bruit. Parmi celles-ci, le bruit de scintillation, ou "flicker noise", serait en partie responsable de l'accroissement du bruit aux très basses fréquences (bruit dit en  $1/f$ ). ce type de bruit prendrait naissance au voisinage immédiat de la surface du semi-conducteur, très près de la couche d'oxyde existante. Dans cette zone, il existerait des centres de capture des porteurs de charges qui, par un lent processus de capture et de libération, modulerait, de manière évidemment aléatoire, la résistance du semi-conducteur constituant le thermomètre du bolomètre. Sous l'effet du courant de polarisation, cette variation de résistance engendre une tension de bruit, proportionnelle à la tension de polarisation et variant avec la fréquence comme  $1/\sqrt{f}$ . Cependant les nouvelles techniques d'élaboration des contacts sur le semi-conducteur ont rendu ce bruit moins important.

J. MATHER modélise cette source de bruit aux contacts par une barrière de potentiel ayant pour impédance dynamique  $Z_{bar}$  et présentant une tension de bruit :

$$\overline{e}_n = Z_{bar} \sqrt{2} q I \quad (V\sqrt{Hz})$$

et remarque que si  $Z_{bar}$  est supérieur à quelques % de l'impédance du semi-conducteur, le bruit de contact peut dépasser le bruit Johnson du détecteur.

N. S. NISHIOKA souligne que ce bruit de contact ou de courant est une limitation importante des performances des bolomètres à semi-conducteur. D'après lui, la densité spectrale de bruit dû à cela, peut en général être décrit par :

$$\overline{e_n^2} = N I^2 R^2 / \omega$$

où N est une constante  $<10^{-11}$  qui est sensible à la manière dont sont réalisés les contacts, I le courant de polarisation et R la résistance du détecteur.

Le bruit des préamplificateurs fait par ailleurs l'objet d'un cours , aussi nous n'en parleront pas ici.

Tous ces bruits fondamentaux et supplémentaires sont en principe non corrélés de sorte que le bruit total du détecteurs peut être considéré comme la somme quadratique de chacun.

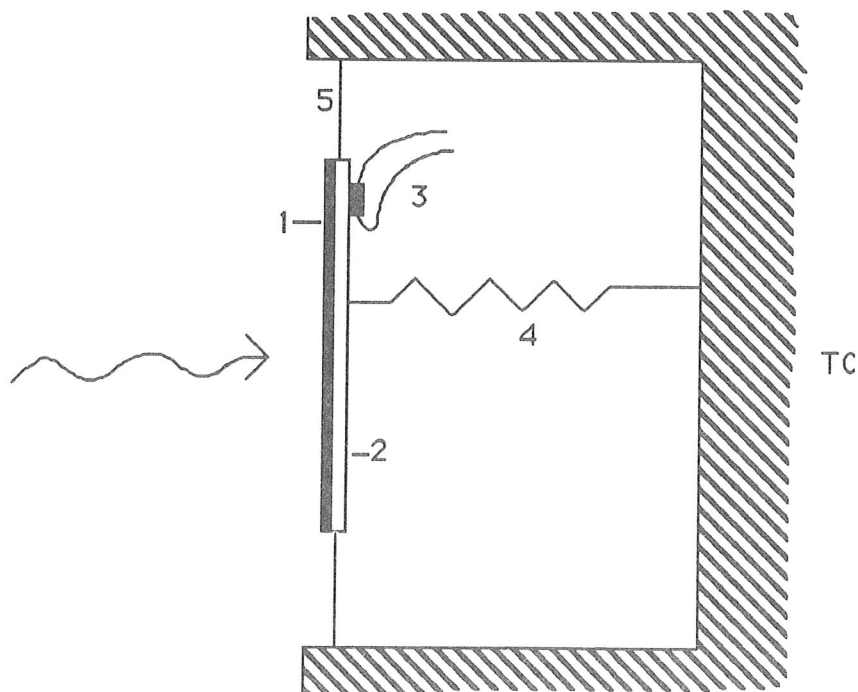
## COMPOSITION D'UN BOLOMETRE POUR LA PHOTOMETRIE

Les bolomètres sont des détecteurs quadratiques en ce sens qu'ils sont sensibles à la puissance incidente et donc au carré du champ électrique. Leur performance ultime (NEP), nous l'avons vu, est principalement limitée par leur chaleur spécifique, qui doit être la plus faible possible. Cette considération très importante va gouverner la manière dont ils vont être construits.

Pour la détection du rayonnement en photométrie, donc à relative large bande, les éléments qui le constituent doivent à priori posséder des propriétés indépendantes de la longueur d'onde, au moins sur une plage assez grande.

Les bolomètres destinés à la détection du rayonnement doivent comporter principalement :

- Un absorbeur de rayonnement (1) ayant une faible capacité calorifique et une grande absorptivité, souvent associé à un support (2) ayant une grande conductivité thermique et une faible capacité calorifique,
- un thermomètre (3) qui doit posséder un coefficient de température  $\alpha$  approprié, un faible bruit, et une faible capacité calorifique, et être lié thermiquement le mieux possible à l'absorbeur de rayonnement,
- Une fuite thermique (4) de valeur appropriée, et une faible capacité calorifique,
- un support mécanique (5) qui doit être rigide, posséder une faible conductance thermique et une faible capacité calorifique.



Quelques bolomètres, souvent les plus anciens, peuvent combiner ensemble plusieurs de ces éléments. Dans les bolomètres modernes, dits "composites" tous ces éléments sont séparés de manière à pouvoir les optimiser indépendamment. Nous allons les décrire avec plus de détails.

## THERMOMETRES

Depuis fort longtemps, en photométrie à très haute sensibilité les éléments thermométriques sont réalisés à l'aide de germanium ou plus récemment de silicium dopés et compensés (en toute rigueur, il a été également développé des bolomètres supraconducteurs).

L'élaboration du thermomètre d'un bolomètre refroidi aux très basses températures doit répondre à plusieurs exigences :

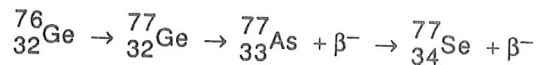
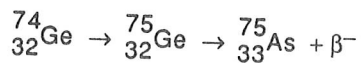
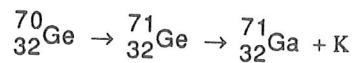
Afin de réduire le plus possible la capacité calorifique du détecteur, le volume du thermomètre doit être réduit au minimum (typiquement 0,2 à 0,3 mm de côté), d'autre part, on veut obtenir pour le cristal semiconducteur des impédances électriques de l'ordre de quelques  $M\Omega$  de manière à pouvoir l'adapter aux préamplificateurs existants, avec le minimum de bruit de courant et un fort coefficient de température  $\alpha$ . L'impédance du bolomètre ne doit en effet être ni trop faible pour que le bruit propre du détecteur ne soit pas limité par l'électronique, ni trop élevée pour éviter les problèmes liés aux capacités électriques parasites de câblage ainsi qu'une sensibilité extrême aux rayonnements radioélectriques. On cherche donc à obtenir des cristaux ayant une résistivité appropriée avec une faible possibilité de jouer sur la géométrie étant donné le volume assigné au thermomètre.

Or aux très basses températures ( $T \leq 4$  K), cette résistivité est très fortement fonction de la concentration de dopant (qq  $10^{16}/\text{cm}^3$  pour  $T \approx 0,3$  K), proche de celle conduisant à une conduction métallique, alors que le coefficient de température  $\alpha$  dépend du taux de compensation. à titre indicatif une variation d'un ordre de grandeur du taux de dopage conduit à une variation de plus de 5 à 6 ordres de grandeur sur la résistivité électrique.

La méthode usuelle de dopage dans la masse consiste à faire fondre du Ge ou du Si ultra pur en y incorporant des impuretés dopantes et à faire pousser le cristal. La concentration des dopants dans le cristal obtenu est définie par le coefficient de ségrégation effectif des impuretés et de leur concentration dans le mélange liquide. Or dans le liquide la concentration d'impuretés est supérieure à celle dans le cristal qui se forme du fait de la gravité. Au fur et à mesure que le cristal pousse, les atomes dopants sont rejetés dans la phase liquide de sorte qu'il existe un gradient de concentration dans le cristal. De plus, des gradients supplémentaires à petite échelle (qq  $\mu\text{m}$ ) apparaissent, dus aux variations de la vitesse de pousse, d'où inhomogénéités et bruit de courant. Tout ceci conduit à un tri très important et à beaucoup de déchet dans la recherche d'un cristal possédant les propriétés voulues.

Une méthode pour résoudre ce problème (mise en œuvre pour des bolomètres par Haller à Berkeley) consiste à bombarder du Ge ou du Si très pur par des neutrons thermiques ( $\approx 25$  Mev). Pour du germanium sous l'action de ce bombardement, des atomes de ses différents isotopes naturels vont être transmutés en Ga, As et Se suivant les réactions principales suivantes :





Par cette technique, les atomes accepteurs de Ga sont produits en excès par rapport à la somme des atomes donneurs As et Se, avec un coefficient de compensation constant égal à 0,32 défini par les relatives abondances et les sections efficaces de capture des isotopes de Ge présents. De plus, la concentration des dopants dans le cristal est uniforme si l'épaisseur du Ge irradié est assez faible pour ne pas freiner les neutrons. Pour des raisons de sécurité, on doit ensuite attendre un temps suffisant (plusieurs mois) afin que toutes les réactions nucléaires soient terminées. L'intérêt de cette méthode est d'obtenir du matériau dopé pratiquement uniformément, l'arrivée des neutrons étant aléatoire et statistique lors de l'irradiation ; le taux de dopage étant lié au temps d'irradiation par les neutrons et leur énergie. Pour réparer les dégâts dans la maille cristalline dus au bombardement par les neutrons et le rayonnement  $\beta$ , un recuit du cristal est alors nécessaire. Du matériau thermométrique a ainsi été obtenu pour couvrir la gamme de température de 4,2 à 0,025 K.

De manière à pouvoir agir séparément sur la valeur de la résistance et sur le coefficient  $\alpha$ , on songe actuellement à partir d'un cristal de Ge enrichi en isotope ce qui permettrait d'augmenter le taux de compensation.

Une autre technique d'élaboration du thermomètre est utilisée, il s'agit, sur du germanium ou du silicium le plus pur, d'introduire des impuretés dopants par implantation ionique. Comme ces implantations ne peuvent se faire que sur d'assez faibles profondeurs, on a affaire en fait à une technique "planar". Celle-ci est utilisée pour la réalisation de bolomètres composites monolytiques réalisés par masquage.

#### Mécanisme de conduction dans les semi-conducteurs dopés et compensés

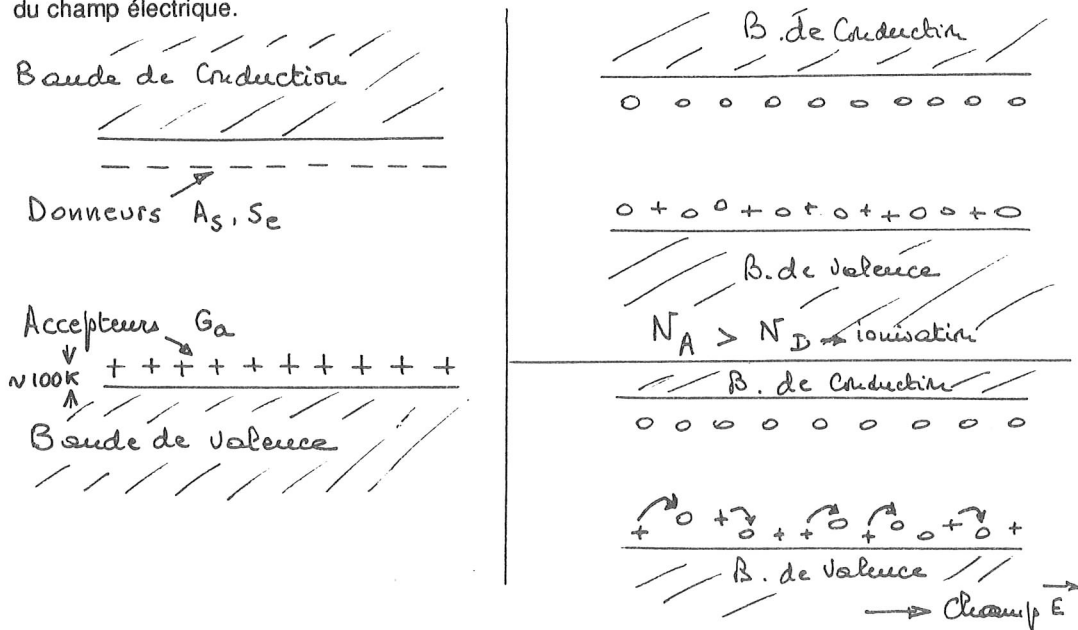
Prenons le cas du germanium dopé au gallium (accepteurs), la compensation étant faite avec du sélénium et de l'arsenic (donneurs).

de 300 à environ 50 K la conduction électrique est dominée par les trous libres des atomes de Ga accepteurs ionisés. La résistivité du matériau décroît avec la température du fait de l'augmentation de la mobilité des porteurs.

En dessous de 50 K les trous libres se gèlent progressivement, l'ionisation des porteurs ne devenant que de plus en plus partielle. La résistivité du matériau réaugmente alors quand la température décroît avec une pente proportionnelle à l'énergie de liaison des accepteurs.

Aux très basses températures un nouveau mécanisme de conduction est observé. La concentration des trous libres devient si faible que qu'elle ne participe pratiquement plus à la conduction. Celle-ci est due à un mécanisme de saut assisté thermiquement. Un trou lié à un

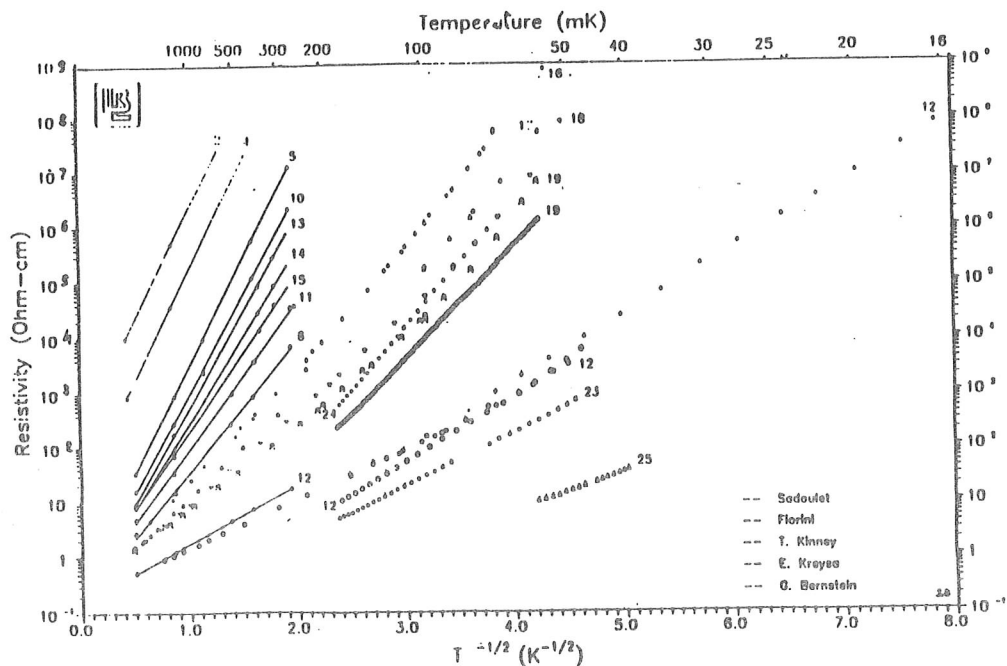
accepteur peut par effet tunnel passer à un accepteur voisin ionisé du fait de la compensation. Le nombre d'accepteurs détermine le nombre de trous disponibles pour l'effet tunnel tandis que la compensation détermine le nombre de sites vers lesquels les trous peuvent migrer sous l'influence du champ électrique.



La théorie de Mott prévoit que la conductivité du matériau va varier comme :

$$\sigma = \sigma_0 \left[ \exp\left(-\frac{A}{T}\right) \right]^m$$

avec  $m$  valant  $1; \frac{1}{2}; \frac{1}{4}$ , suivant la gamme de température considérée et les taux de dopage et de compensation. Pour le germanium dopé par bombardement de neutrons, le terme  $m = 0,5$  pour les températures de 0,3 et 0,1 K, il semble en être de même pour les températures encore plus basses comme le montrent les courbes de résistivité obtenues pour différents taux de dopage.



## ABSORPTION DU RAYONNEMENT

Dans les premiers bolomètres refroidis aux températures de l'hélium liquide et destinés aux longueurs d'onde de l'infrarouge relativement proche, le rayonnement était directement absorbé par le thermomètre (résistance en carbone de Boyle & Rogers en 1959 et en germanium dopé de Low en 1961) recouvert ou non d'un "noir" plus ou moins absorbant). Cependant la surface nécessaire du thermomètre va rapidement devenir importante pour la détection de longueurs d'ondes. En effet, si  $n$  est le nombre de mode du faisceau lumineux incident sur le bolomètre dans l'angle solide  $\Omega$ , la surface nécessaire du bolomètre pour intercepter ce faisceau devra être :

$$A \geq n\Omega\lambda^2$$

D'autre par, l'efficacité d'absorption va dépendre de la longueur d'extinction optique du matériau absorbant. Généralement cette longueur augmente quand la longueur d'onde croît. Ces deux considérations vont être incompatibles avec la recherche d'une très faible capacité calorifique.

C'est pour cela que N. Coron le premier eut l'idée de séparer la fonction thermomètre de celle de l'absorption du rayonnement, réalisant ainsi le premier bolomètre composite ; l'absorption du rayonnement étant réalisée à l'origine par une très fine feuille de beryllium recouverte d'un noir et le thermomètre étant collé sur cet absorbeur. La capacité calorifique de l'ensemble, malgré la forte température de Debye du Be ( $\Theta = 1160$  K), restait malgré tout importante.

Nishioka en 1978 a développé une nouvelle technique de fabrication de l'absorbeur en utilisant un substrat diélectrique recouvert d'une très fine couche métallique ( $\approx 600\text{\AA}$ ). Le fait que le substrat soit un diélectrique entraîne que sa capacité calorifique va varier avec la température comme  $T^3$  et si son épaisseur est très faible (typiquement 20 à 30  $\mu\text{m}$ ) sa capacité par unité de surface peut être très faible à basse température, si le choix de ce diélectrique est judicieux.

Considérons une interface diélectrique-métal. A partir de considérations sur la continuité du champ électrique, du théorème d'Ampère et des lois de la réfraction, on calcule les coefficients de réflexion  $R$  et de transmission  $T$  et on en déduit l'absorption en écrivant que  $A = 1 - R - T$ . Pour une onde normale à la surface on démontre que :

$$A_d = n A_v = \frac{4 n^2 Z_0 / R_{\square}}{(n+1 + Z_0 / R_{\square})^2}$$

où les indices "d" et "v" représentent les cas où l'onde arrive sur la couche métallique au travers du diélectrique ou par le côté vide,  $Z_0$  est l'impédance du vide =  $377 \Omega$  et  $R_{\square}$  la résistance de surface de la couche.  $n$  étant  $> 1$ ,  $A_d > A_v$ . Cependant, si l'onde arrive sur la couche par le diélectrique, il y aura une perte par réflexion et l'absorption corrigée de cette perte devient :

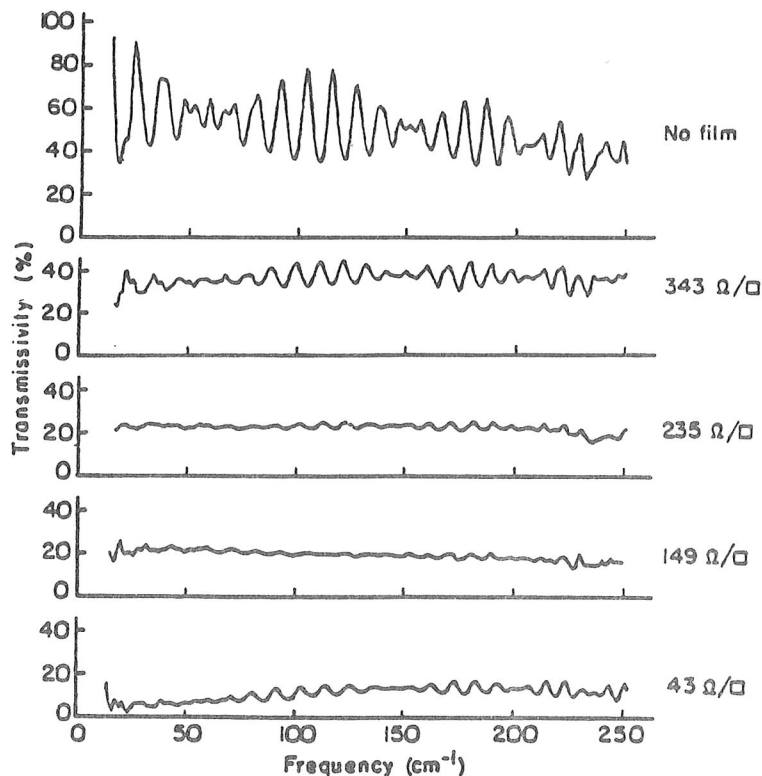
$$A_d = \frac{16 n^2 Z_0 / R_{\square}}{(n+1)^2 (n+1 + Z_0 / R_{\square})^2}$$

Cette absorption  $A_d$  sera maximum pour  $Z_0/R_{\square} = n + 1$ . cependant si on veut que l'absorption soit indépendante de la longueur d'onde il suffit que le coefficient de réflexion au niveau de la couche soit nul pour qu'il ne puisse y avoir d'ondes stationnaires. Cette condition est réalisée quand

$$Z_0/R_{\square} = n - 1$$

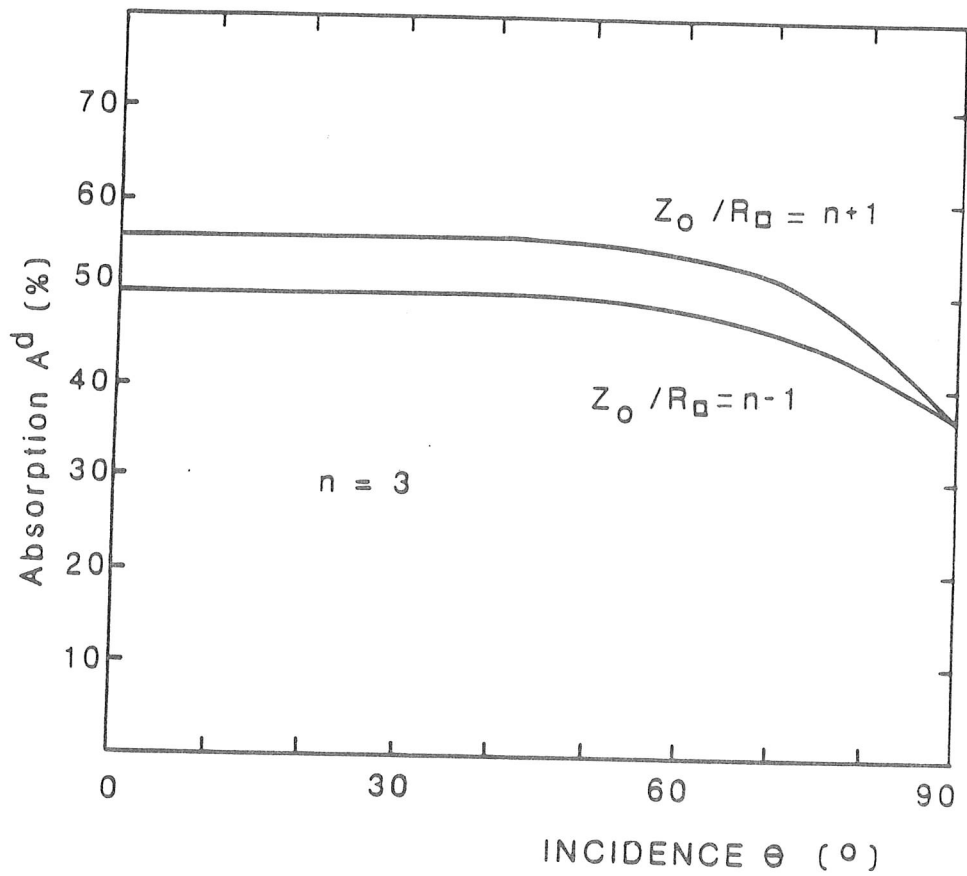
Dans ce cas  $A_d = 4 \frac{n-1}{(n+1)^2}$  qui, pour  $n = 3$ , sera maximum et = 0,5 .

On trouvera sur la figure suivante l'évolution expérimentale de l'amplitude des franges d'interférences pour diverses valeurs de  $R_{\square}$ , pour un substrat de saphir et une couche de Bismuth ; également sont présentées les variations de l'absorption en fonction de l'angle d'incidence pour une onde non polarisée.



Transmission d'une lame de saphir recouverte d'un dépôt métallique conducteur (bi) , en fonction de la longueur d'onde et pour différentes valeurs de la résistance carrée de ce dépôt. Les interférences au sein de la lame tendent à disparaître pour une valeur de  $R_{\square}$  comprise entre  $235 \Omega/\square$  et  $149 \Omega/\square$  .

*courbes extraites de l'article de J.Clarke et al*



Pourcentage de la puissance incidente absorbée dans une lame de saphir métallisée, en fonction de l'angle d'incidence du rayonnement, pour deux valeurs de la résistance électrique de surface  $R_s$  de la couche métallique :

$R_s = Z_0 / (n + 1)$ , correspondant à la condition donnant le maximum d'absorption, et  $R_s = Z_0 / (n - 1)$ , à celle donnant une absorption indépendante de la longueur d'onde ;  $Z_0$  est l'impédance du vide.

### Quels sont les meilleurs substrats ?

Leur caractéristique doit être d'avoir la plus faible capacité calorifique possible, une très grande diffusivité thermique et une robustesse suffisante.

Les candidats sont peu nombreux car il leur faut une forte température de Debye  $\Theta$  et un grand  $k(T)$  qui varie pratiquement comme  $T^3$ .

On peut citer :

le diamant	$\Theta \approx 2230$ K	$k(T) \approx 5$ mW/cm.K	$n \approx 2,4$
le Saphir	$\Theta \approx 640$ K	$k(T) \approx 0,07$ mW/cm.K	$n \approx 3$ et $3,3$ (biréfringent)
le quartz	$\Theta \approx 255$ K	$k(T) \approx 0,3$ mW/cm.K	$n \approx 2,1$ et $2,16$ (biréfringent)
le Silicium	$\Theta \approx 645$ K		$n \approx 3,4$
le germanium	$\Theta \approx 374$ K		$n \approx 3,9$

Le meilleur est le diamant mais le prix est important et il y a des problèmes avec les impuretés magnétiques qui donnent un excès de chaleur spécifique pour  $T < 0,3$  K. Le saphir peut être fabriqué très pur ce qui limite ces problèmes et a une meilleure diffusivité thermique que le quartz. Il est très employé en épaisseurs de l'ordre de  $30 \mu\text{m}$  et pour des surfaces variant de  $4$  à  $35 \text{ mm}^2$ . Le silicium et le Germanium sont cités car ils reprennent de l'importance avec les nouveaux bolomètres monolithiques.

### Quel métal pour la couche métallique ?

Avec le saphir ( $n \approx 3$ ), la résistance de surface doit être de  $\approx 200 \Omega/\square$

On utilise généralement maintenant du bismuth, semi-métal mou et facile à rayer, mais qui n'a pas d'excès de chaleur spécifique. Des films de  $600 \text{ \AA}$  d'épaisseur moyenne sont facilement déposés. La conductivité électrique dans l'IR très lointain est la même que celle mesurée en continu, donc facilement contrôlable pendant le dépôt. Il faut tenir compte de la variation de la résistance en fonction de la température. Celle-ci doit être contrôlée à basse température.

Le nickel - chrome, le chrome et le titane ont été utilisés mais à basse température leur capacité calorifique est dominée par des termes magnétiques qui restent importants.

L'or serait le candidat idéal du fait de sa stabilité chimique et sa très grande conductivité électrique. Cependant, les épaisseurs nécessaires sont de l'ordre de  $100 \text{ \AA}$  (ce qui serait parfait en terme de capacité calorifique) et l'or ne reste pas en couche mais tend à se mettre en îlots. De même pour l'aluminium et le platine.

*NON car W.F.*

## CONDUCTANCE THERMIQUE DU BOLOMETRE AU BAIN CRYOGENIQUE

Pour les bolomètres composites classiques, le thermomètre est le plus souvent collé sur le substrat diélectrique et la fuite thermique est réalisée par les fils électriques du thermomètre. Ceux-ci doivent avoir une faible capacité calorifique, être suffisamment souples pour ne pas introduire de contraintes au niveau de leur attache sur le cristal. Ils sont très souvent réalisés en fils de bronze ou de laiton d'environ  $10\ \mu\text{m}$  de diamètre. L'ajustement de leur longueur va déterminer la constante de temps du bolomètre.

## SUPPORT MECANIQUE DU BOLOMETRE

La conductance thermique étant due aux fils électriques, la suspension du diélectrique devra se faire avec un matériau de très faible conductivité thermique. elle devra être suffisamment rigide pour rejeter loin de sa fréquence de travail les fréquences propres du bolomètre. Le nylon est très employé, on utilise aussi du Kevlar beaucoup plus solide. Les diamètres des brins sont de l'ordre de  $10\ \mu\text{m}$ . Le groupe de Berkeley soutient que le nylon est meilleur que le kevlar.

On trouvera ci-après quelques illustrations de bolomètres réalisés par différents groupes. On remarquera que leur "design" ne s'écarte que très peu du schéma que nous avons décrit.

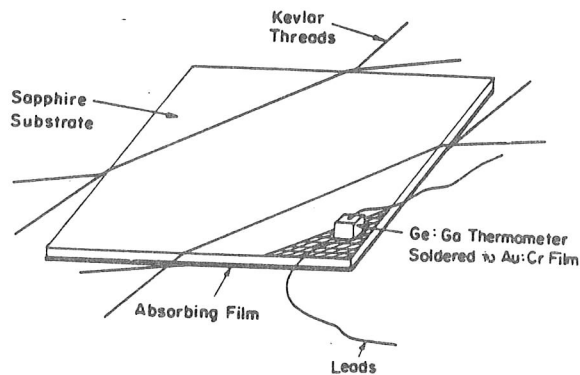
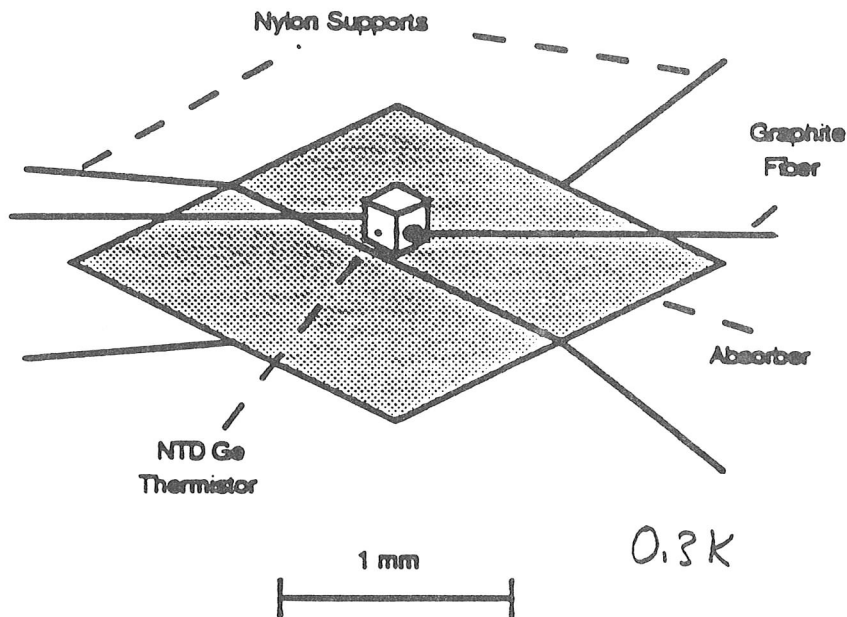


Figure 5. Schematic diagram of a composite bolometer. The doped Ge thermometer is soldered to a metalized portion of the sapphire substrate.

*Sauge et al. 1984*



Alap. (Berkeley)

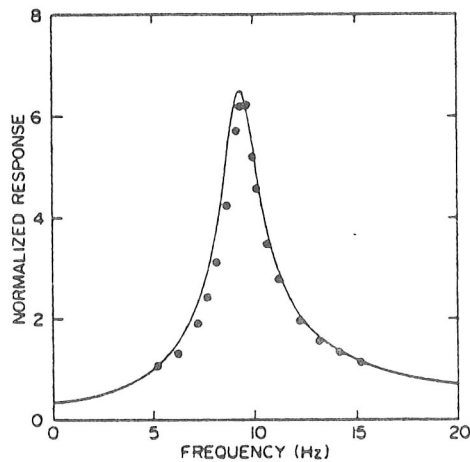


Fig. 4. Optical transfer function. The solid line is calculated from Eq. (3). The solid circles are measured values. The dotted line is the calculated transfer function of the unresonated bolometer. The open squares are measured unresonated values. In identical conditions we measure an enhancement of about a factor of 6 in signal (with signal-to-noise ratio staying constant) with the resonated bolometer compared with the unresonated bolometer.

Exemple de la résonance photométrique d'un bolomètre résonant, obtenue en mettant une capacité en parallèle de celui-ci et exploitant le fait que l'impédance dynamique est complexe et présente une partie réelle.

(Dragovan et Mosley App. Opt 1985)



## COUPLAGE AVEC LE RAYONNEMENT

Il nous faut dire quelques mots sur le couplage des bolomètres avec le rayonnement. Dans de nombreuses expériences de photométrie, l'étendue  $A\Omega$  nécessiterait des bolomètres de surface importantes ce qui entraîne de facto une augmentation de leur capacité calorifique. D'autre part on souhaite limiter au seul faisceau utile la puissance de rayonnement incidente sur le bolomètre. On utilise pour cela des concentrateurs de lumière ou cônes de lumière qui ont la propriété, en conservant l'étendue, d'accroître  $\Omega$ . De plus ils permettent de ne transmettre en sortie que les rayons incidents faisant un angle inférieur à un angle donné ; les rayons d'un angle plus grand, après de multiples réflexions internes, retournant à l'entrée. Deux sortes de cônes peuvent être employés : les cônes droits bien connus dans le domaine micro-ondes et les cônes de Winston de forme  $\approx$  paraboloidale. Les premiers, plus simples, sont mieux adaptés aux faisceaux mono-modes. Pour les seconds, pour le dernier rayon extrême admis, le rayon de sortie correspondant fera un angle de  $\pi/2$  avec l'axe du cône. Or a vu que l'absorption dans la couche métallique d'un bolomètre composite était, jusqu'à des angles d'incidence importants, pratiquement constante. Cette propriété sera mise à profit en plaçant le bolomètre pratiquement à la sortie du cône de manière à ce qu'il intercepte les rayons qui en sont issus. De plus de manière à bénéficier du maximum d'absorption, le bolomètre sera placé dans un volume d'intégration à la sortie du cône.

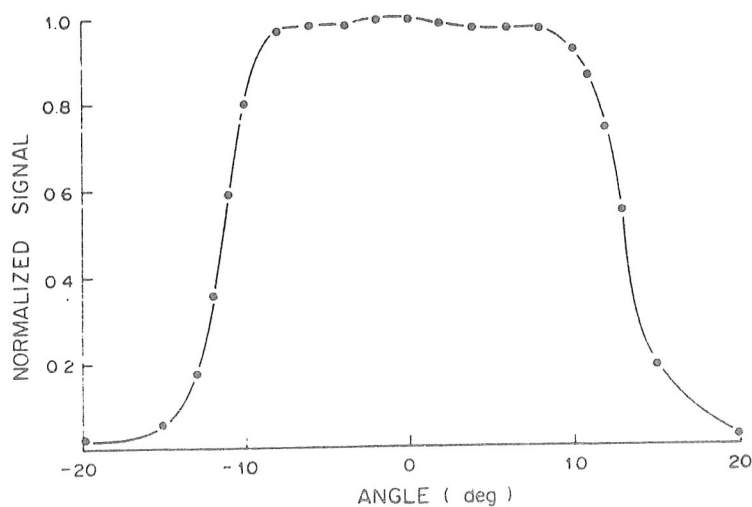


Fig. 5. Angular response of the light cone.

## BOLOMETRES MONOLITHIQUES

Les bolomètres que nous venons de décrire restent malgré tout des détecteurs fabriqués à l'unité. Or pour diminuer les temps d'intégration sur un signal, il serait souhaitable de disposer soit de barrettes de bolomètres aptes à être placées derrière un disperseur du rayonnement afin d'effectuer en même temps la détection dans plusieurs longueurs d'onde, soit en Astrophysique de disposer de matrices de bolomètres pour effectuer d'un seul coup l'exploration spatiale de l'objet à détecter.

Bien que des projets de matrices de bolomètres composites classiques aient vu le jour très récemment (projet SCUBA de 91 bolomètres refroidis à 0,1 K), on s'oriente actuellement vers la fabrication de bolomètres monolithiques réalisés à partir d'une seule pastille de Ge ou de Si, les différentes parties du détecteurs étant sélectivement différenciées lors de son élaboration par des implantations ioniques, attaque chimique et photolithographie. L'avantage de ces détecteurs est de ne comporter aucun addenda (colle, ...) dont la capacité calorifique n'est pas bien maîtrisée et d'être produit de façon quasi-industrielle.

Pour illustrer la technique mise en œuvre, nous allons décrire la façon dont fut réalisé le détecteur monolithique de P.M. DOWNEY du Lincoln Laboratory au M.I.T. en 1984 et dont on trouvera le schéma dans la figure présentée plus loin.

Le détecteur est fabriqué à partir d'une pastille de silicium de 200  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Sur celle-ci, deux bandes, de 1 mm de large sur 5 mm de long et séparées de 3 mm, sont dopés à l'arsenic par implantation ionique, pour former la zone des contacts. Entre ces bandes, du phosphore et du bore sont implantés ensuite pour arriver à une densité d'atomes donneurs de  $3,6 \cdot 10^{18} / \text{cm}^3$  avec une compensation de 7%. Cette nouvelle zone de 3 x 5 mm formera le thermomètre. Les deux faces de la pastille sont alors métallisées puis, par photo-lithographie, la géométrie du bolomètre est déterminée par attaque chimique de telle sorte que la partie dopée (thermomètre et contacts) se trouve reliée à l'ensemble de la pastille par quatre bandes de silicium non dopé de 75  $\mu\text{m}$  de large et de 3 mm de long faisant office de suspension ! A cette étape, des mesures de résistivité électrique sont alors entreprises à basses températures de manière à calibrer chaque thermomètre et vérifier que les contacts électriques sont parfaitement ohmiques et sans bruit ; seuls les éléments acceptables sont retenus. Une attaque chimique réduit l'épaisseur du thermomètre et des quatre bandes de suspension à 5-10  $\mu\text{m}$ . Du bismuth est ensuite évaporé sur la face arrière pour former la surface absorbante et le tout protégé par une couche de  $\text{SiO}_2$  de 50 Å. Les performances publiées pour une température du bain de 0,35 K, indiquent un N.E.P. électrique inférieur à  $6 \cdot 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ , avec une constante de temps de 17 ms. L'avantage principal de ces détecteurs monolithiques, outre l'absence de partie collées, réside actuellement dans leur très faible masse qui les rend aptes à supporter les critères de vibration pour les futurs projets satellites.

H. MOSELEY en 1984 également a réalisé un bolomètre de ce genre, principalement pour la détection du rayonnement X. Il a plus récemment développé des barrettes de 12 ou 24 bolomètres en silicium destinées à travailler en dessous de 100 mK dont on trouvera le schéma ci-après.

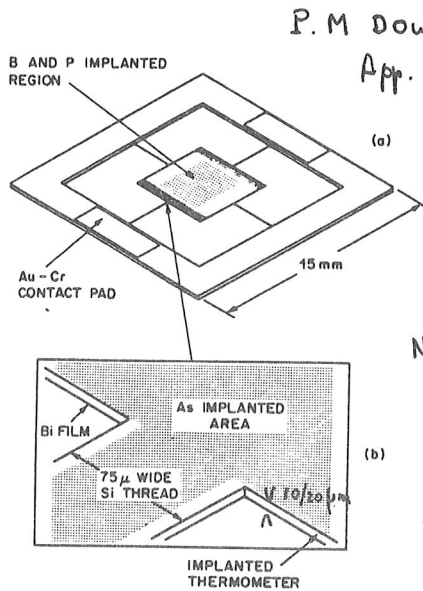


Fig. 1. (a) Illustration of the front side of the monolithic silicon bolometer; (b) detail of an As implanted thread and the detecting element.

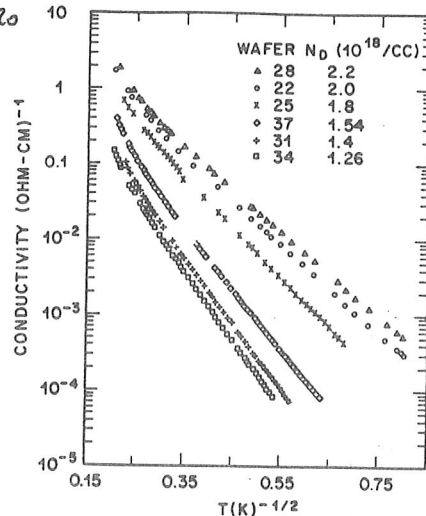


Fig. 2. Plot of  $\log \sigma$  vs  $T^{-1/2}$  for six silicon wafers implanted with differing phosphorous densities but the same compensation ratio (20%).

Bolomite  
H. MOSELEY  
1<sup>er</sup> type (1984)  
pour la détection X

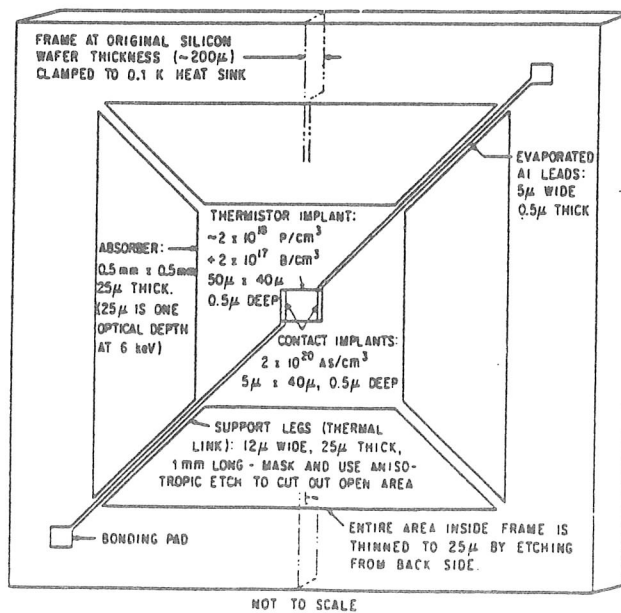
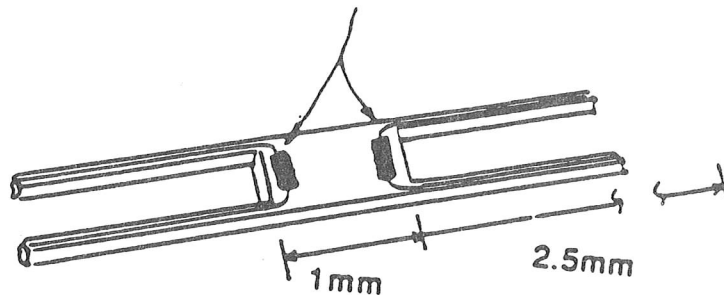


FIG. 1. Concept for 1.1-eV FWHM spectrometer. Heat capacities of component materials are listed in Table I. The design of the device is similar to devices described in Ref. 1, which gives a detailed discussion of the fabrication procedure.

# MOSELEY Bolometer

Ion-Implanted Thermistor/Heater



Si Legs ( $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ )  
with etch pits

NEP mesuré à  $100\text{ mK}$

avec  $\times 10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$   $\tau = 5 \text{ ms}$

Pas encore de couche absorbante installée

tests Berkeley à  $70\text{ mK}$

$S_0 = 3.5 \cdot 10^3 \text{ V/W}$

bruit sans courant de polar  $25 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$   $1/5$  à  $15 \text{ Hz}$

bruit à  $5 \text{ max}$  reste le même pour  $f > 15 \text{ Hz}$

$\text{NEP}_E = 7 \cdot 10^{-18} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$   $\tau = 6 \text{ ms}$ .

## PROBLEMES LIES AUX TRES TRES BASSES TEMPERATURES

Dans l'espoir de diminuer le plus possible la capacité calorifique des bolomètres et poussé par les physiciens de la détection de particules, les bolomètres tendent à être refroidis à partir de bain cryogéniques de plus en plus froids. On est passé en moins de 20 ans des températures de 1,2 K à 100 ou 50 mK. Les températures ultimes pratiques sont respectivement  $\sim 1,2$  K avec l' $^4\text{He}$  liquide, 280 mK avec l' $^3\text{He}$  liquide, et pour les températures encore plus basses, l'utilisation de réfrigérateurs à dilution ou à désaimantation adiabatique est nécessaire.

Cependant jusqu'ici, nous avons fait l'hypothèse que les phonons du réseau cristallin du substrat et du thermomètre étaient bien couplés avec les électrons de celui-ci, de sorte que toute excitation des phonons par l'énergie absorbée était transmise aux électrons de manière à modifier la valeur de la résistance électrique. En faisant abstraction des couplages phonons-phonons, aux diverses interfaces, nous devons examiner le problème du couplage électrons-phonons dans le thermomètre. Ce couplage est proportionnel à :

- la densité d'excitation des phonons  $\sim$  à la capacité calorifique des phonons et donc  $\sim T^3$
- la densité d'excitation des électrons  $\sim$  à la capacité calorifique des électrons et donc  $\sim T$

Le couplage électrons-phonons varie donc en  $T^4$

Pour des bolomètres ce coefficient est fortement abaissé du fait de la recherche d'une faible capacité calorifique du thermomètre et également du désir d'avoir une résistance électrique assez élevée et variant rapidement pour une faible variation de la température et donc, pour un semi-conducteur, d'une faible densité d'excitation vers une plus faible encore !

**Ceci peut être pour les bolomètres, en condition de faible background, une diminution de la conductance  $G$  par l'apparition d'une barrière thermique supplémentaire, qui peut faire fortement augmenter sa constante de temps !**

Une des voies explorées pour ne pas être gêné par ce phénomène, consiste à rechercher un matériau thermométrique possédant de très bonnes caractéristiques globales en terme de  $\alpha$ ,  $R$  de l'ordre du  $M\Omega$  et faible bruit, mais qui puisse "violer" cette limitation. L'un de ceux-ci est du matériau dit à "localisation" où les propriétés de transport sont dépendant de l'échelle à laquelle on les regarde. Les électrons y sont localisés dans des sites possédant une grande densité d'électrons et conduisant donc à un fort couplage électrons-phonons. Ces matériaux ont une grande chaleur spécifique ( $\sim 1/10$  de celle d'un métal) mais une faible capacité calorifique peut être obtenue en réalisant des thermomètres en film mince ( $\sim 500$  à  $1000$  Å).

Aux très basses températures une des limitations peut également provenir des impuretés toujours présentes dans les matériaux. Celles-ci masquées à plus hautes températures par le matériau principal, peuvent devenir prépondérantes aux températures plus basses. De plus des impuretés magnétiques par exemple peuvent très bien, non pas stopper la descente en  $T^3$  des capacités calorifiques des diélectriques, mais faire ré-augmenter celle-ci au fur et à mesure que la température décroît.

