

Les bolomètres pour la détection de particules

D. L'Hote

► **To cite this version:**

D. L'Hote. Les bolomètres pour la détection de particules. École thématique. Ecole Joliot Curie "Physique nucléaire instrumentale : des éléments pour un bon choix", Maubuisson, (France), du 12-17 septembre 1994 : 13ème session, 1994. <cel-00648817>

HAL Id: cel-00648817

<https://cel.archives-ouvertes.fr/cel-00648817>

Submitted on 6 Dec 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

LES BOLOMETRES POUR LA DETECTION DE PARTICULES

D. L'HOTE

SPEC, CE Saclay, 91191 Gif/Yvette Cedex

RÉSUMÉ : Dans cette introduction à la détection microcalorimétrique des particules ou des photons de haute énergie (X et γ), le principe de fonctionnement des détecteurs cryogéniques utilisés - les bolomètres - est décrit, ainsi que certains aspects de leur physique : interaction de la particule (ou du photon) avec le cristal, propagation et thermalisation des phonons, formation du signal. La question de la résolution en énergie est discutée. Les aspects techniques de la mise en oeuvre des bolomètres sont évoqués. Finalement, la plupart des développements actuels sont passés en revue et certaines perspectives sont envisagées.

ABSTRACT : In this introduction to the microcalorimetric detection of particles or high energy photons (X and γ), the basic operation principles of the cryogenic detectors used - bolometers - is given, as well as some aspects of the physics involved : interaction of the particle (or the photon) with the crystal, phonon propagation and thermalization, signal formation. The question of energy resolution is discussed. The technical aspects involved for bolometers operation are evoked. Finally, most of the present new issues are reviewed and some prospects are put forward.

I - INTRODUCTION

Vers le milieu des années 80, un nouveau type de détecteur de particules (individuelles) est apparu : le bolomètre, encore appelé microcalorimètre ou détecteur thermique. Son principe est très simple : pour mesurer l'énergie ΔE perdue par une particule, un X ou un γ dans un solide, on utilise l'élévation de température ΔT induite dans ce dernier (v. fig. 1). Aussi, l'équation fondamentale d'un bolomètre est :

$$\Delta E = C. \Delta T = M. c. \Delta T \quad (1)$$

où C , c et M sont respectivement la capacité calorifique, la chaleur spécifique et la masse du bolomètre. Un tel détecteur est donc constitué d'un matériau, l'absorbeur, où la particule laisse l'énergie ΔE , et d'un thermomètre encore appelé senseur thermique fixé sur l'absorbeur (bolomètre composite), ou constituant lui-même l'absorbeur. Ce dernier est souvent un morceau de cristal diélectrique (saphir, diamant, silicium, etc.) ou supraconducteur. Le tout fonctionne à très basse température dans un cryostat auquel le bolomètre est relié par une «fuite de chaleur» ou «fuite thermique». Le signal finalement obtenu lors du passage de particule est dû à la variation d'une caractéristique électrique du senseur thermique (la résistance en général), variation liée à une élévation de température suivie d'une évacuation de la chaleur à travers la «fuite thermique» (v. fig. 1). Notons que ce type de (micro)-calorimètre fonctionne selon un principe très différent des «calorimètres» classiques de la physique des particules ou de la physique nucléaire, lesquels fournissent un signal proportionnel à l'énergie avec des détecteurs à ionisation ou à scintillation, sans qu'il y ait mesure de température. Le principe de fonctionnement des bolomètres entraîne des caractéristiques extrêmement attrayantes et originales :

a - Une grande liberté dans le choix du matériau de détection (l'absorbeur), au contraire des détecteurs semi-conducteurs ou scintillants (v. § III et tableau 1).

b - Des résolutions et des seuils qui peuvent être extrêmement bas. La raison en est que le quantum d'excitation minimal transférable de la particule au détecteur l'est sous forme de phonons, d'énergie très basse ($\approx 10^{-5} \text{ eV}$ à $T \approx 0,1 \text{ K}$), au contraire des détecteurs classiques où ce quantum se compte en eV ou en dizaines d' eV (v. § IV).

c - Peu de contraintes sur la géométrie du détecteur, pas de zone morte, ni de fenêtres sur l'absorbeur, réponse indépendante de la direction de la particule.

d - Un signal est obtenu même pour des particules peu ou pas ionisantes («reculs nucléaires», atomes ou agrégats de basse énergie, etc.).

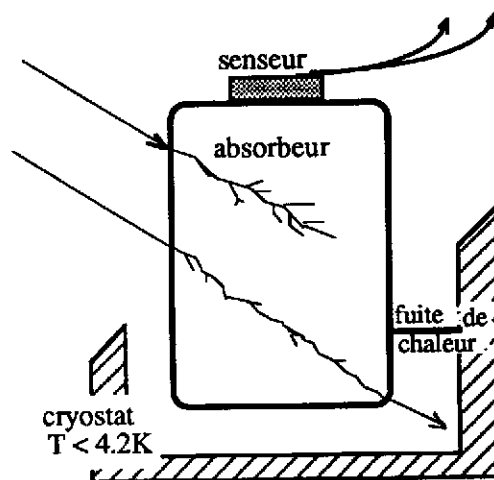
e - Possibilité de mesurer simultanément le signal de chaleur (ΔT) et un signal «classique» (ionisation ou lumière dans l'absorbeur) pour faire en particulier de l'identification (v. § VIII)

f - Possibilité de localisation en volume par phonons balistiques (v. § IX)

g - Fonctionnement a priori moins sensible aux défauts d'irradiation que certains détecteurs (semi-conducteurs en particulier).

Ces caractéristiques exceptionnelles ont justifié l'appellation de détecteur universel¹⁾. Il faut cependant citer les deux limitations majeures des bolomètres : i) nécessité d'avoir recours à la cryogénie (cf. § III et VII-3), ii) lenteur du signal généré par chaque particule (mais ce point fait l'objet d'une R&D importante actuellement, cf. § IX).

Figure 1 Schéma de principe d'un bolomètre composite. L'énergie ΔE laissée par une particule chargée ou neutre, un X ou un γ dans l'absorbeur est mesurée à l'aide d'un thermomètre (senseur). Le terme «composite» fait référence au cas où le senseur n'est pas absorbeur. Deux cas sont schématisés : particule arrêtée ou non. Le premier cas est le plus fréquent en pratique. Le bolomètre fonctionne dans un cryostat avec lequel la connexion thermique est réalisée grâce à une «fuite de chaleur».



Peu de revues existent sur les bolomètres pour la détection de particules individuelles. Le lecteur pourra consulter les références 2 à 7. Les bolomètres ne sont qu'un type particulier de détecteur cryogénique. La plupart des autres utilisent la supraconductivité. Ce sont en premier lieu les détecteurs supraconducteurs métastables : des grains, des plots, etc. métalliques supra sont placés dans un champ magnétique et à une température tels que l'apport d'énergie d'une particule les fait basculer dans la phase normale. Citons également les films supraconducteurs dont le passage à l'état normal dans une zone entourant l'impact de la particule induit une variation de résistance. Enfin, on peut utiliser la création de quasi-particules dans un absorbeur supra, piéger ces quasi-particules dans un deuxième supra, et lire le courant résultant dans une jonction (cf. § V-2 et V-3). On trouvera des revues sur le sujet dans les refs. 8 à 11.

Dans tout ce qui suit, nous nous limiterons au cas des bolomètres pour la détection de particules, X ou γ individuels. Nous verrons aux paragraphes VI, VII et IX que la présence de phonons balistiques dans l'absorbeur fait qu'on peut «généraliser» la notion de bolomètre à celle de détecteur acoustique ou détecteur à phonons.

II - UN PEU D'HISTOIRE.

En 1881, l'astronome américain S.P. Langley baptisa bolomètre (du grec $\beta\omicron\lambda\eta$ =trait au sens de radiation) l'appareil qu'il venait d'inventer, une résistance variable avec la température, pour mesurer le rayonnement infrarouge¹²). La définition est encore valable : un bolomètre mesure un apport d'énergie rayonnée par l'augmentation de température induite. De fait, les bolomètres ont été utilisés en astrophysique jusqu'à nos jours pour la mesure de flux de rayonnement électromagnétique de l'ultraviolet aux radiofréquences^{13,14}). C'est le cas des mesures du rayonnement fossile par le satellite COBE¹⁵). Plus généralement, le terme de bolomètre a été utilisé pour désigner n'importe quel dispositif basé sur une variation d'une caractéristique électrique induite par un apport de chaleur. En physique du solide par exemple, les bolomètres sont utilisés pour mesurer l'énergie apportée par les phonons balistiques en un point d'un cristal^{16,17}).

Pour la détection nucléaire, il est d'usage de remonter à la première mesure calorimétrique de radioactivité : en 1903, Curie et Laborde déterminaient au moyen d'un thermocouple la chaleur dégagée par les sels de radium¹⁸). La mesure de rayonnement *intégré* (c.a.d. un grand nombre de particules simultanément) au moyen de techniques calorimétriques a été largement utilisée jusqu'à nos jours. Ainsi, en 1922, Kapitza étudie l'arrêt des alphas dans la matière¹⁹). En 1927, Ellis et Wooster déterminent l'énergie moyenne d'un spectre β , une mesure qui contribua à l'hypothèse du neutrino²⁰). En 1935, F. Simon note qu'en travaillant autour de 1K, la sensibilité de ces techniques est fortement améliorée car les chaleurs spécifiques tendent vers 0 avec T : un ΔT important peut être obtenu pour un ΔE petit (eq. (1))²¹) et de fait, la mesure de rayonnement intégré par calorimétrie à basse température est utilisée, par exemple pour l'analyse des faisceaux²²).

En 1974, T.O. Niinikoski constata que la température qu'il mesurait autour de $T = 0,015 K = 15 mK$ dans un cryostat à dilution avait des sauts qu'il attribua au passage de rayons cosmiques *individuels*²³). Ce fut peut-être la première «mesure» bolométrique de particules une par une. La même année fut proposée la détection de neutrinos par bolométrie³⁸). Signalons qu'à cette époque, l'idée de la détection de particules individuelles au moyen d'autre types de détecteurs cryogéniques était déjà ancienne puisque l'utilisation de la transition normal-supra dans des films minces avait été proposée en 1962²⁴) et réalisée quelques années plus tard²⁵). De même des mesures intégrées²⁶) ou non²⁷) ont eu lieu avec des granules supra métastables en 1967 et 1975. Quant à la détection de particules α avec des jonctions, elle avait été réalisée en 1968²⁸). Ces types de détecteurs, proches des bolomètres, ont également connu un développement important¹¹). Il fallut attendre 1984 pour que la question de la détection de rayonnement bêta²⁹) ou de photons³⁰) individuels par bolométrie soit étudiée en détail. En 1984, une équipe américaine obtint le premier spectre X à l'aide d'un bolomètre en silicium³¹), et en 1985, le premier spectre alpha fut obtenu par une équipe française avec un bolomètre en diamant³²).

Depuis cette date, le domaine a connu un développement important, en raison notamment d'une «demande» pour l'étude des neutrinos et de la matière noire (v. § X). On peut se convaincre de ce développement en constatant l'augmentation quasi exponentielle du nombre de communications en fonction du temps dans les ateliers sur les détecteurs à basse température^{10,33-36}) ou sur la supraconductivité et la détection de particules^{9,11}). Citons également une école récente (en français) sur la détection de rayonnements aux très basses températures³⁷). A l'heure actuelle, les progrès réalisés sur de nombreux points (sensibilité, résolution, masse, localisation, etc., v. § VIII, IX) sont tels que l'utilisation de la bolométrie apparaît très prometteuse pour de nombreuses autres applications (v. § X, XI). Il est clair aussi que les travaux de recherche et développement entrepris dans de nombreux laboratoires laissent entrevoir des améliorations encore substantielles quant à la plupart des performances de ces détecteurs (v. § VIII, IX).

III - POURQUOI LES TRES BASSES TEMPERATURES ?

La deuxième grande équation des bolomètres donne l'amplitude des fluctuations thermodynamiques de l'énergie interne E_{int} d'un corps de capacité calorifique C en équilibre thermique avec un thermostat à la température T . On voit sur la figure 1 qu'il s'agit exactement de la

situation d'un bolomètre lié par la fuite thermique au cryostat, lequel possède en général une capacité calorifique suffisante pour être considéré comme un thermostat à température constante. La largeur à mi-hauteur de la distribution de $\delta E_{int.}$ (la fluctuation thermodynamique gaussienne de $E_{int.}$) vaut :

$$LTMH(\delta E_{int.}) = 2.35 \sqrt{\langle \delta E_{int.}^2 \rangle} = 2.35 \sqrt{k_B C \cdot T} \quad (2)$$

où k_B est la constante de Boltzmann. Cette relation est un résultat élémentaire de physique statistique. Il s'introduit par exemple à partir de la distribution canonique de l'énergie interne (v. ref. 39 p. 268-270). La quantité $LTMH(\delta E_{int.})$ donne une limite ultime thermodynamique à la résolution (ou à la sensibilité en énergie) du bolomètre.

Armés des équations (1) et (2), nous pouvons regarder ce que donnerait un bolomètre à température ambiante ($T = 300K$). Un petit bloc de silicium $1 \times 1 \times 0.1 \text{ mm}^3$, a une capacité calorifique à $300K$ de $\approx 1.7 \cdot 10^{-4} \text{ J/K} \approx 10^{11} \text{ eV/K}$, ce qui donne, pour une particule au minimum d'ionisation qui dépose une énergie $\Delta E = 40 \text{ keV}$ dans le cristal : $\Delta T \approx 4 \cdot 10^{-11} \text{ K}$ et $LTMH(\delta E_{int.}) \approx 210 \text{ MeV}$, valeurs (respectivement) beaucoup trop faible et trop élevée pour que la mesure soit réalisable !

Pour rendre possible la mesure, il faut donc réduire fortement c et T . Heureusement, les chaleurs spécifiques tendent vers zéro avec la température, ce qui est un résultat général de thermodynamique. Notons en passant que dans les cas qui nous intéressent, on a $c_p \equiv c_v$. Pour un cristal parfait, les deux principaux degrés de liberté contribuant à l'énergie interne sont ceux des électrons de conduction et des phonons (vibrations du réseau d'atomes) (v. ref. 40 p.49 ou 41 p. 165), ce qui entraîne que la chaleur spécifique s'écrit :

$$c = \gamma T + AT^3 \quad (3)$$

Le premier terme correspond aux électrons et n'est non nul que pour les métaux non supraconducteurs. Le coefficient γ dépend du métal, et son ordre de grandeur peut être estimé à l'aide du modèle de gaz de Fermi. Lorsqu'il est non nul, ce terme est dominant par rapport au second. Ce dernier correspond aux phonons et A est calculable dans le cadre de l'approximation de Debye (v. ref. 40 p.457 ou 41 p.134) : lorsque seuls interviennent les degrés de liberté des phonons (isolants, semi-conducteurs, supraconducteurs très en dessous de la température critique), la chaleur spécifique vaut :

$$c = \frac{1945}{M_{molaire}} \left(\frac{T}{T_D} \right)^3 \quad (\text{Joule / Kelvin / g}) = \frac{1,214 \cdot 10^{13}}{M_{molaire}} \left(\frac{T}{T_D} \right)^3 \quad (\text{keV / } \mu\text{K / g}) \quad (4)$$

où $M_{molaire}$ est la masse molaire moyenne d'un atome de la maille élémentaire du cristal, et T_D la température de Debye du cristal. Cette formule est bien vérifiée à très basse température. T_D est de l'ordre de 100 - 2300 K. Pour *Ge*, *Si*, *C* (diamant), *Al₂O₃* (saphir), *LiF*, *CaF₂*, T_D vaut respectivement 374, 645, 2240, 1035, 732 et 510 K. Il faut noter que d'autres contributions à la chaleur spécifique peuvent jouer^{29,42}, en particulier celles dues au magnétisme électronique, aux impuretés et défauts, aux degrés de liberté supplémentaires dans les verres ou les solides amorphes, ou aux degrés de liberté nucléaires. Le couplage de ces derniers au réseau cristallin étant faible, leur contribution au signal du bolomètre peut souvent être négligée⁴³. Ces autres contributions font qu'une attention particulière doit être portée au choix du cristal et de sa pureté.

Beaucoup de cristaux obéissent aux équations (3) et (4), la figure 2 donne le cas de certains d'entre eux. On y voit que la dépendance en T^3 plutôt qu'en T fait qu'on a intérêt, pour minimiser c , à ne pas utiliser des métaux tels que le cuivre. De fait, la plupart des bolomètres sont réalisés à l'aide de matériaux isolants, semi-conducteurs, ou supraconducteurs obéissant à l'équation (4), et dont on choisit T_D aussi élevé que possible.

Notre bolomètre de silicium évoqué plus haut donnera alors, à $T = 50 \text{ mK} = 0,05 \text{ K}$ une augmentation de température ΔT de l'ordre du degré et une limite en résolution et sensibilité $LTMH(\delta E_{int.})$ de l'ordre de l'électronvolt ! On voit sur la fig. 2, que pour des masses de quelques