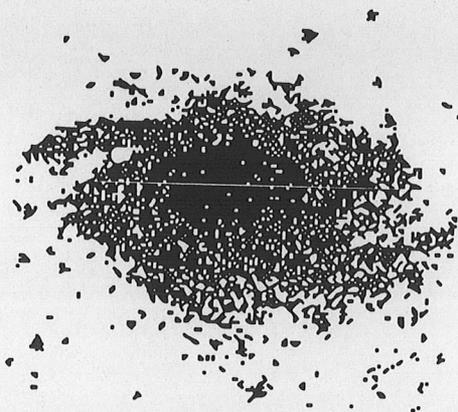


# Détecteurs à jonction supraconductrice

J.P. Maneval



DRT BT 1992\_07



# JONCTIONS TUNNEL SUPRACONDUCTRICES appliquées à la DETECTION de PARTICULES

Jean-Paul MANEVAL  
Laboratoire de Physique de la Matière Condensée,  
ENS, 24 rue Lhomond, 75231 Paris 5

## INTRODUCTION

Dès 1969, Wood et White de l'université de British Columbia à Vancouver, avaient démontré l'aptitude d'une jonction tunnel supraconductrice (JTS) à détecter une particule  $\alpha$  unique. En bombardant la jonction directement, à l'aide d'une source de  $^{239}\text{Pu}$ , une jonction d'étain refroidie à 1.2 K, ils obtenaient un pulse de courant vingt fois supérieur au bruit, avec une largeur à mi-hauteur  $\approx 300$  nsec. Leur configuration expérimentale ne permettait pas encore une mesure calorimétrique de l'énergie incidente.

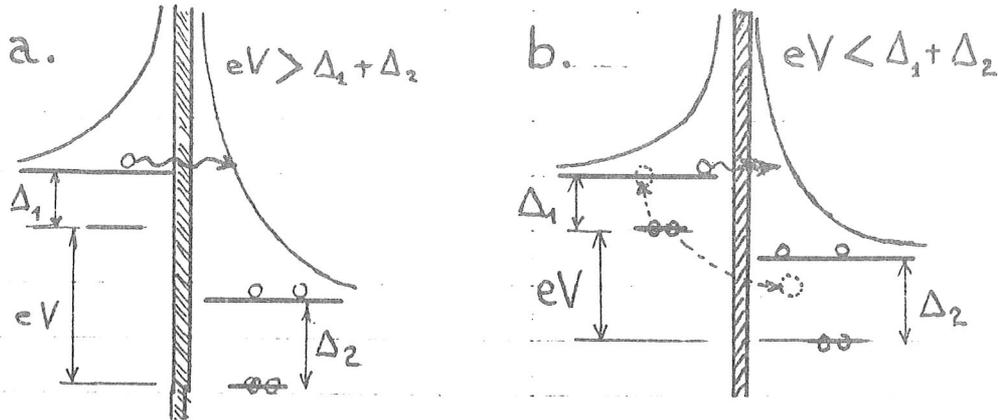
Cependant, les développements de la jonction tunnel étaient alors orientés soit vers la spectroscopie des phonons balistiques, soit vers l'étude de la supraconductivité elle-même (Eisenmenger, 1976) et non pas vers la détection de rayonnement. Il faut mettre à part les diodes ou autres dispositifs Josephson dont le fonctionnement repose sur un principe physique différent des JTS "normales" et qui d'emblée ont donné lieu à des applications en électronique.

La détection de particules est reprise par Kurakado et Mazaki (1980) qui observent que, comme dans le cas d'une irradiation lumineuse, l'impact d'un alpha ne peut s'interpréter simplement par l'échauffement de la jonction, mais implique une distribution de quasi-particules (q-p) hors d'équilibre. Le faible gap supraconducteur ( $2\Delta \approx 1$  meV) permet d'envisager (Kurakado, 1982) une résolution en énergie bien supérieure à celle des détecteurs semiconducteurs - à condition toutefois que la température de fonctionnement soit adaptée à ce faible gap -

Le passage à la cryogénie  $^3\text{He}$  permet de détecter les photons X (88 % de 5.89 keV ; 12 % de 6.49 keV) du  $^{55}\text{Fe}$  avec une résolution  $\approx 60$  eV, meilleure déjà que celle du Si : Li (150 eV), et ouvre réellement la voie aux détecteurs cryogéniques basés sur les JTS.

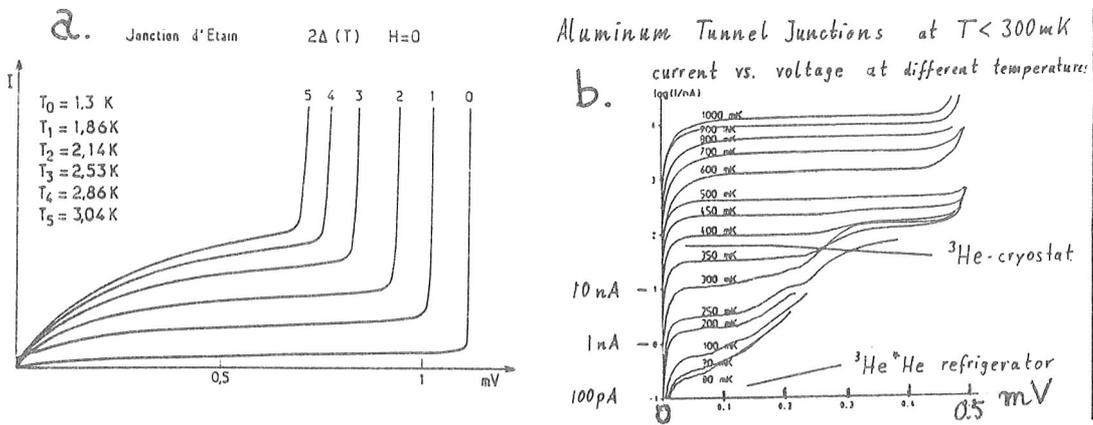
*Détection de rayonnements à très basse température*  
2ème Ecole d'Automne La Londe Les Maures 21 - 26 septembre 1992

L'effet tunnel de quasiparticules est qualifié d'effet tunnel normal par opposition au tunneling de paires (effet Josephson). C'est le seul que nous ayons à considérer dans cette revue.



**Fig. 1** Effet tunnel de quasiparticules entre deux matériaux supraconducteurs séparés par une barrière isolante de faible épaisseur.

En (a) une paire est cassée à gauche pour donner une q-p en S1 et une autre en S2 tout en conservant l'énergie initiale. C'est le courant de "claquage" correspondant à  $eV > \Delta_1 + \Delta_2$ . Il s'y ajoute le courant tunnel des q-p déjà présentes en S1.  
 En (b) on a choisi  $eV < \Delta_1 + \Delta_2$ . Le courant des q-p présentes est permis, mais le courant de claquage est interdit. C'est le régime de fonctionnement de JTS détectrices.



**Fig. 2** Changements de la caractéristique I - V avec la température.

a. JTS d'étain (D. Huet, 1978) . Variation de la conductance tunnel .

b. JTS d'aluminium (Krauss *et al*, LTD IV, 1992)

L'échelle des courants est en logarithme et donc comprime les variations de I .

La diminution du courant d'obscurité ( $eV < 2 \Delta$ ) est quasiexponentielle lorsque T diminue.

L'abaissement de température est bénéfique pour plusieurs raisons :  
 (a) Meilleure définition du gap. (b) allongement exponentiel du temps de recombinaison  $\tau_R$ . (c) Réduction considérable du courant thermique de q-p (ou courant d'obscurité) qui améliore la figure de bruit de la JTS.

Sur la Fig. 2b, on voit cependant l'écart du courant d'obscurité à la variation exponentielle vers les très basses températures. Il y a donc une limite pratique qui, rendre inutile l'effort cryogénique.

## CHOIX du MATERIAU et CONDITIONS EXPERIMENTALES

### §1. Quelle JTS choisir ?

On dispose a priori d'un vaste choix depuis le titane ( $T_c = 0.39$  K) ou le cadmium ( $T_c = 0.56$  K) jusqu'au  $Nb_3Sn$  ( $T_c = 17$  K) et même jusqu'aux céramiques de  $T_c \approx 100$  K. L'usage montre cependant que la fiabilité étant souvent un paramètre aussi important que la performance, la plupart des auteurs se sont contentés des solutions les plus éprouvées (Al, Sn, In, Pb, Nb, .....)

L'aluminium est souvent choisi lorsqu'on dispose d'un système capable de descendre autour de 350 mK. Il n'est pas éternel, mais sa forme granulaire possède à la fois une  $T_c$  plus élevée ( $\approx 2.5$  K) et une plus grande longévité.

L'étain permet des observations à 1.2 K, mais supporte mal les cycles thermiques (Kurakado et Mazaki, 1980). De même pour le plomb.

Le dépôt des films (Nb, Mo, ...) par sputtering obligatoirement met le métal en formation en présence du gaz rare (le plus souvent argon) qui est facilement adsorbé par le métal encore poreux, avec pour résultat une distortion de la maille cristalline. Cet effet, plus celui de l'épaisseur, est considérable sur la  $T_c$ .

Tableau 1 :  $T_c$  du niobium en fonction de l'épaisseur  $d$ .

$d(\text{Å})$	$\infty$	630	520	490	260	150	120	100	80	75	62,5	60
$T_c$ (K)	9,2	7,6	6,7	6,6	5,5	5,4	4,2	3,8	2,4	1,96	1,6	1,06
	massif	Gershenson-Gubankov(1981)					Joëlle Desailly (1984)					

Le niobium  $T_c : 0 \text{ K} \rightarrow 9.2 \text{ K}$

Le molybdène  $T_c : 0.9 \text{ K} \rightarrow 5 \text{ K}$

On a même préparé ainsi du cuivre (!) supraconducteur (Schmidt 1973)

L'inclusion de gaz rare dans le métal est souvent indésirable dans le niobium et peut être évitée presque complètement, par chauffage du substrat, ou simplement par un dépôt suffisamment rapide (cathode magnétron) et en présence d'un gaz de haute pureté.

Le sputtering DC ou RF se faisant sous une pression non négligeable de gaz rare (quelques  $10^{-3}$  millitorrs), on peut envisager de fabriquer des composés : des oxydes en présence d'oxygène, des nitrures (NbN) en présence d'azote, .....

### Niobium épitaxié

Alors que les supraconducteurs "tendres" (Soft) peuvent facilement être préparés en couche mince avec un bon libre parcours électronique, ce n'est pas le cas pour le niobium. Le résultat est un accroissement du temps de confinement des q-p, qui peut arriver en compétition avec le temps de recombinaison  $\Rightarrow$  perte de rendement de la JTS. Certains groupes (Kurakado et al, 1990 ; Rando et al, 1992) ont donc choisi de préparer la première sous forme cristalline sur substrat de saphir. Il en résulte un rendement accru en détection de particules.

Le problème sous-jacent est celui du temps de confinement  $\tau_U$  des quasiparticules comparé au temps de recombinaison  $\tau_R$ . En effet, si  $\tau_U$  devient prohibitif et dépasse le second, une partie des q-p se sera recombinée avant de passer à travers la barrière tunnel.  $\tau_U$  est donné simplement en fonction de la surface  $A$  de la jonction, de l'épaisseur  $d$  de la couche métallique et de la résistance normale  $R_N$  par :

$$\tau_U \approx 2\sqrt{2} N_0 e^2 A \cdot R_N d$$

où  $N_0$  est la densité d'états à un spin du métal normal. La "transparence" ou facteur de transmission  $\theta$  de la barrière tunnel a une relation très directe avec l'impédance. On peut l'évaluer à partir des paramètres de l'état normal :

$$A R_N N_0 e^2 v_F \theta = 1$$

Couche d'oxyde : naturelle dans le cas de Al , Sn , Pb , Pb-Tl , elle gagne à être extrinsèque dans les métaux à oxydation moins fiable (Nb). Feautrier (thèse, 1992), a ainsi fabriqué des Nb / Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> / Nb , en interposant une couche de 60 Å d'aluminium oxydée pendant  $\approx 1$  heure entre les deux dépôts de niobium.

### Adhérence

Elle est généralement bonne avec l'aluminium quel que soit le mode de dépôt (évaporation ou sputtering), un peu moins avec l'étain et nettement moins bonne avec le plomb. Le recyclage en température (de 0 K à 300 K) est réellement un problème.

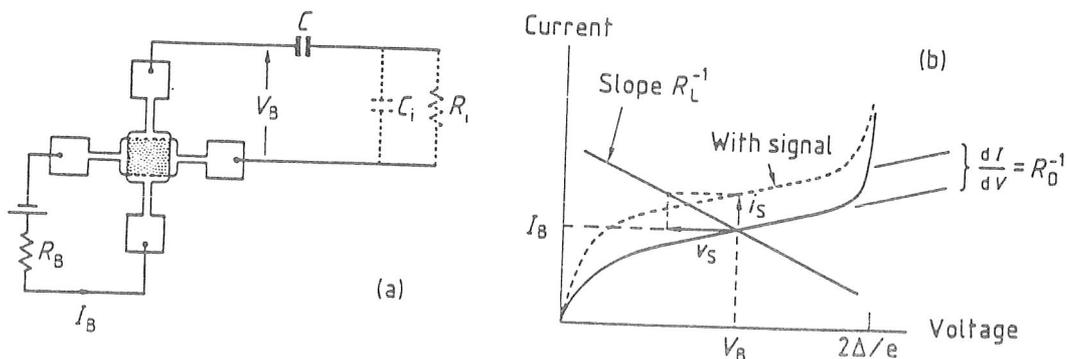
L'aluminium sous forme granulaire a un certain nombre d'avantage d'une part, adhère bien sur beaucoup de surfaces; et d'autre part, il peut être recyclé un certain nombre de fois. Comparé à tous les matériaux plus haut, le niobium a une adhérence ( sur Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> par exemple) et une longévité exceptionnelles .

### Dimensions souhaitables de la jonction (à discuter)

### Montage expérimental

Du point de vue de l'efficacité de la jonction en détecteur rapide (phonons balistiques; front d'arrivée des quasiparticules), il est à peu près indifférent que l'échantillon soit sous vide ou baigne dans l'hélium liquide (superfluide ou non). Si, au contraire, le détecteur est utilisé en calorimètre (mesure de l'énergie totale, le problème est évidemment bien différent et le détecteur est isolé autant que possible .

Caractéristique I - V fonction de T , fonction de l'irradiation :



## PARTICULES ABSORBÉES en SURFACE

Que ce soit sur un métal ou sur un semiconducteur, un photon visible est absorbé sur une épaisseur inférieure à, ou de l'ordre du micron. Un photon X de l'ordre de 6 keV pénètre sur environ 50  $\mu\text{m}$  avant absorption et libération de l'énergie sous forme thermique.

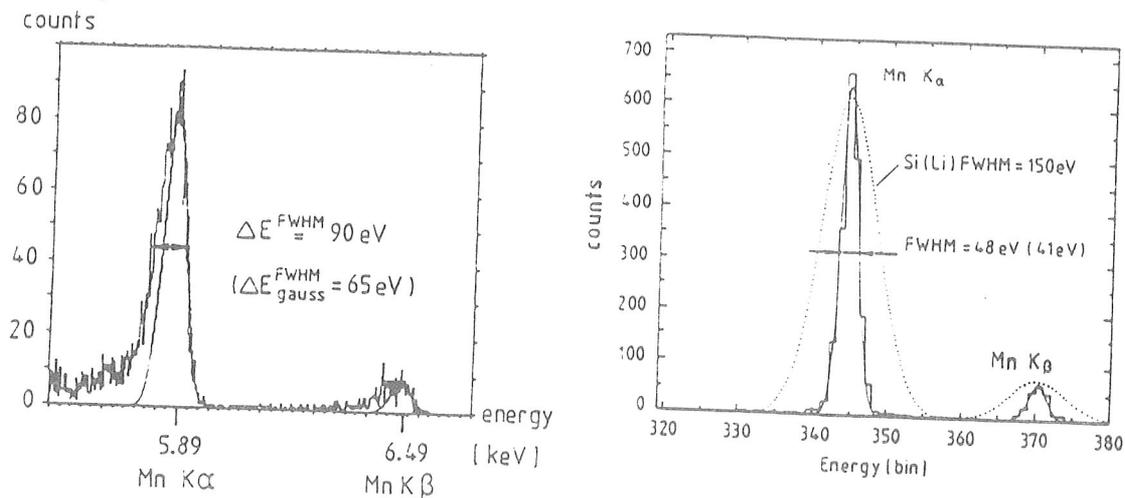
Un électron de l'ordre de 50 keV effectue une marche aléatoire contenue dans une sphère de quelques microns. De son côté, un  $\alpha$  de  $\sim 5$  MeV qui produit de l'énergie sur tout son parcours, a une distance d'arrêt de  $\sim 20$   $\mu\text{m}$ . Dans tous les cas cités, on peut considérer que l'énergie est produite "en surface" puisque les profondeurs de pénétration ne dépassent guère les dimensions latérales des éléments senseurs relativement fins ( $\approx 10$   $\mu\text{m}$ ) que l'on sait réaliser pratiquement.

Pour la détection des énergies de quelques keV, il convient que la jonction soit exposée directement au rayonnement. Le premier photoélectron ionise les atomes sur toute sa trajectoire, ( $\approx 1$   $\mu\text{m}$ ), ce qui mène à des électrons de quelques eV. Il en résulte par cassures de paires successive une quantité de quasiparticules et de phonons d'énergie  $h\nu > 2\Delta \approx 1$  meV correspondant à l'énergie initiale. Tous ces événements ne prennent que quelques picosecondes.

### DETECTION de PHOTONS X

Rothmund et Zenhder (S. P. D. 1987) rapportent la détection des Mn  $K\alpha$  (5.89 keV) et Mn  $K\beta$  (6.49 keV) par des jonctions d'étain refroidies à 0.4 K avec une résolution limite de 48 eV, supérieure déjà à celle du détecteur Si : Li ( $\approx 150$  eV).

La résolution obtenue est cependant bien inférieure à celle que l'on attendrait ( $\approx 5$  eV) d'un système idéal avec un facteur de Fano égal à 1. Ces auteurs mentionnent la perte de rendement due à la diffusion des quasiparticules le long des arrivées de courant. Même des photons détectés hors de la zone tunnel donnent lieu à un signal; mais dans ce cas, les quasiparticules ont à diffuser vers la zone tunnel avant de franchir la barrière, ce qui entraîne une perte d'énergie avec la distance. Le résultat est un élargissement asymétrique des pics vers les basses énergies.



sur la figure de droite où les arrivées de courant sont réduites à 4  $\mu\text{m}$ , la diffusion a été supprimée et la résolution à mi-hauteur est estimée à 41 eV. L'autre aspect de la diffusion est dans la dégradation du temps de montée. Celle-ci est également évitée lorsqu'on affine les filaments.

Après irradiation, en moins d'une nanoseconde (Kaplan *et al* , 1976), on obtient une distribution de q-p avec une énergie moyenne de l'ordre du gap. A des températures réduites ( $T / T_c < 0.2$  , le temps de recombinaison des q-p

$$\tau_R^{-1}(T) = \sqrt{\pi} \sqrt{T/T_c} (2 \Delta / k T_c)^{5/2} \cdot \exp \frac{-\Delta}{kT} \cdot \tau_0^{-1}$$

où  $\tau_0 = 2.3$  nsec dans Sn .

peut atteindre plusieurs centaines de microsecondes . Les jonctions ayant des temps de tunneling de 10  $\mu$ sec typiquement, les q-p ont le temps avant recombinaison de traverser la barrière et de contribuer au signal collecté .

Evaluation : si l'on prend  $\tau_0 = 2.3$  nsec on trouve  $\tau_R = 3.7$  nsec à 400 mK

## PARTICULES ABSORBÉES en VOLUME

Pour les particules qui sont arrêtées dans le volume (neutrino , gamma de plusieurs centaines de keV), l'excitation de la jonction sensible est indirecte, l'énergie étant transportée selon les cas par :

- phonons balistiques
- diffusion de la chaleur
- diffusion d'électrons (métal normal)
- " de quasiparticules (supraconducteur)

Cette dernière circonstance est tout-à-fait particulière puisqu'elle permet d'utiliser le détecteur lui - même comme l'une des électrodes de la jonction .

### A. LE DETECTEUR " TOUT SUPRA"

#### §1. Détection par les quasiparticules

La série d'événements décrite au § . peut être répétée ici, hormis que dans la nanoseconde initiale, les q-p auront déjà largement diffusé dans le volume, s'il s'agit d'un cristal de bonne qualité.

Exemple : Indium .  $v_F = 10^6$  m / sec ;  $l_e = 0.1$  mm. donne  $\Delta x \approx 0.3$  mm sur 1 nsec. Arrivées en surface, ces excitations peuvent être collectées par une JTS.

Ce type de détection, applicable au neutrino  $\approx 1$  MeV avec une cible d'Indium supraconducteur, a été largement promu par N. E. Booth (1983) . Il présente l'avantage d'une détection calorimétrique, mais avec un front de montée très rapide qui pourrait permettre de discriminer les deux explosions thermiques, séparées d'un temps caractéristique  $\sim 3$   $\mu$ sec, qui suivent la capture d'un neutrino

Le front de diffusion des q-p émises au centre d'un cube de 1 cm<sup>3</sup> arrive en un temps :  $\Delta t = (4 D)^{-1} (\Delta x)^2$  , où  $\Delta x \approx 5$  mm. Avec les chiffres cités plus haut, on arrive à  $\Delta t \approx 250$  nsec .

Après quelques temps de transit, on arrive à une distribution uniforme de quasiparticules en excès. A ce moment, le courant tunnel vaut :

$$i_s(t) = \frac{n(t)}{2e} \cdot \frac{1}{d} \cdot \frac{A_j}{A} G_{nn} \frac{1}{N(0)} f(eV / \Delta)$$

$n(t) = n_0 \exp(-t/\tau)$  où  $n_0$  est le nombre initial de q-p et l'exponentielle représente la perte due à la fois à la recombinaison et au tunneling.

Le sérieux inconvénient de cette détection est dans la faible transparence de la barrière tunnel aux quasiparticules (typiquement quelques  $10^{-8}$ ). Celles-ci ont donc à faire un grand nombre d'allers et de retours pour être collectées.

Réduire l'épaisseur de barrière pour augmenter la transmissivité et donc la conductance  $G_{nn}$  est une solution dangereuse car elle amène vite des fuites de courant normal. Une limite raisonnable pour l'oxyde d'indium  $G_{nn} = 10^8 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ .

Le rendement de collecte est très largement augmenté par l'ingénieuse idée de piégeage (q-p trapping) imaginé par N. E. Booth (et peut être indépendamment par d'autres ....). L'idée est de faire tomber les q-p dans un puits de potentiel plus bas que celui de l'indium. Un supraconducteur tel que l'aluminium, de plus faible gap que l'indium, voire un métal normal, de gap nul, remplissent cette fonction. Ainsi les q-p arrivées en surface, prisonnières entre ce saut de potentiel d'un côté et la barrière tunnel de l'autre, rebondissent à une fréquence élevée en améliorant le signal d'un facteur prouvé de l'ordre de 100.

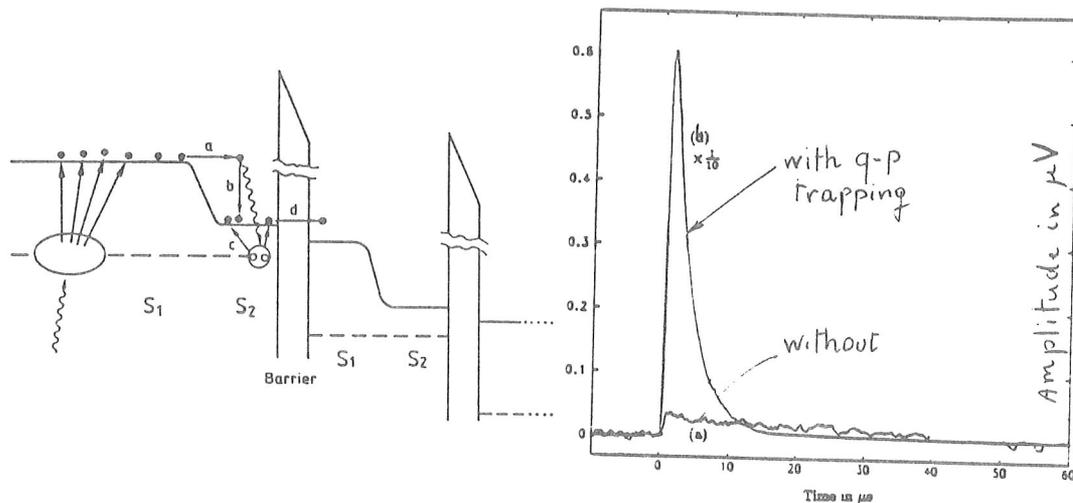


Fig. 5 Extraite de Goldie *et al* (LTD 90)  
A gauche : Principe du "quasiparticule trapping"  
A droite (a) Signal sans trapping. (b) Signal avec trapping divisé par 10

La couche de piégeage renforce donc considérablement la sensibilité de la JTS déposée directement sur le cristal supra. Cependant un autre mode de détection par les phonons existe simultanément.

## §2 Détection par les phonons

(a) Le cristal supra est transparent sur des distances appréciables aux phonons "sub-gap". Si le senseur STJ est de gap inférieur à celui du cristal, il est sensible à la fenêtre de phonons comprise entre les deux gaps. Comme manifestation de ce processus, on peut citer la dépendance positive du signal sur le champ magnétique (Pannetier *et al*, 1981), et la correspondance entre l'arrivée du signal et le temps de vol des phonons balistiques.

(b) Si l'on élimine les phonons balistiques par choix du gap du senseur, il reste que le nuage de q-p émet pour chaque recombinaison un phonon à  $2\Delta$ . Sur l'épaisseur correspondant à un libre parcours vis-à-vis de la cassure de paires (

0.1  $\mu\text{m}$   $\leftrightarrow$  1  $\mu\text{m}$ ), ces phonons de recombinaison parviennent à la jonction. Ce processus a également été mis en évidence par Pannetier et al (1981).

Un phonon à  $2\Delta$  produit également deux quasiparticules dans la JTS, autant que si les deux q-p mères étaient parvenues directement sur l'électrode. L'intérêt que peut présenter ce processus réside dans le facteur de transmission des phonons à l'interface ( $\approx 0.1$ , quelle que soit la nature de la barrière).

Sur ces données, on pourrait prédire une sensibilité supérieure à celle de la JTS en direct. Cependant, la comparaison des deux types de détection reste à effectuer.

### § 3 Détection par Phonons balistiques + Quasiparticules

L'achèvement du dispositif semble être la configuration cristal supra + Piège à faible gap + senseur JTS. Elle a été réalisée par Gaitskell *et al* (1991) avec un cristal de 3 g de niobium (durée de vie des q-p  $\approx 100$  msec); piège à q-p et JTS étant faits d'aluminium. Les phonons balistiques donnent un pulse rapide qui signale le phénomène de détection tandis que le tunneling des q-p, homogénéisées dans le cristal, donnent la mesure de l'énergie totale.

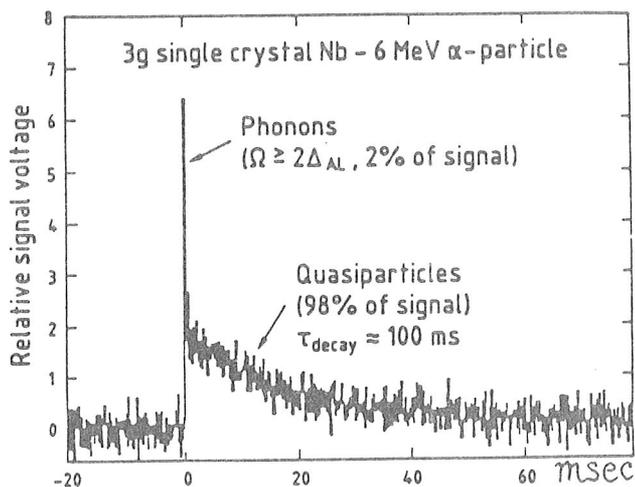


Fig. 6

### B. ABSORBANT NON SUPRACONDUCTEUR

Un métal associé à une JTS serait un mauvais choix, même s'il est bon conducteur de la chaleur. D'abord parce qu'il éliminerait les phonons balistiques qui sont absorbés sur une épaisseur de l'ordre du micron ou moins; ensuite parce qu'il rendrait l'opération de piégeage des q-p en surface impossible. En effet, si une couche supra est au contact du métal normal, son potentiel chimique (niveau des paires) s'aligne sur le niveau de Fermi du métal et son bas-de-bande pour les q-p se retrouvent au-dessus des excitations transportées par le cristal.

La détection par un cristal réputé isolant (quartz ; saphir ; diamant , ..... ) ou par un semiconducteur est par contre tout-à-fait possible. La médiation entre le point d'impact de la particule et le senseur est alors effectuée par les phonons principalement. En effet, même dans un semiconducteur, du type Ge ou Si, plus des 3/4 de l'énergie d'une particule ionisante va dans la production de phonons, le reste servant à la création de paires électrons - trous (Klein, 1968). En fait ce mode de détection a été pratiqué de longue date, soit pour des impulsions de lumière visible ( ..... ), soit des alphas (Wood and White, 1969).

Un progrès considérable est venu de l'abaissement des températures et de la connexion en série d'une grande quantité de jonctions ("Series - Arrays") La figure qui suit (Booth *et al* , 1992) montre le signal de phonons consécutif à la détection dans le silicium à 360 mK d'un gamma de 60 keV, avec une résolution de 700 eV). L'arrivée des balistiques donne une information en temps, tandis que l'intégration de la totalité du signal permet de prendre en compte les phonons réfléchis par les surfaces et fournit l'énergie totale.

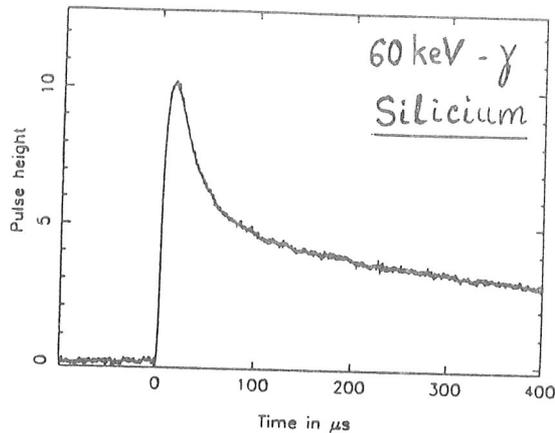


Fig. 7 Typical voltage pulse due to the phonons produced in a Si crystal by a 60-keV  $\gamma$ -ray. Goldie *et al* p.245 LTD IV (1992).

Une amélioration du rapport signal / bruit de l'ordre de 100 est observée dans le même dispositif à condition d'opérer à 100 mK (non encore publié) .

## JONCTIONS EN SERIE

### §1 Principe de fonctionnement

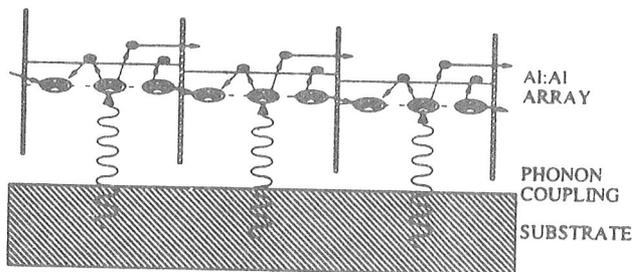
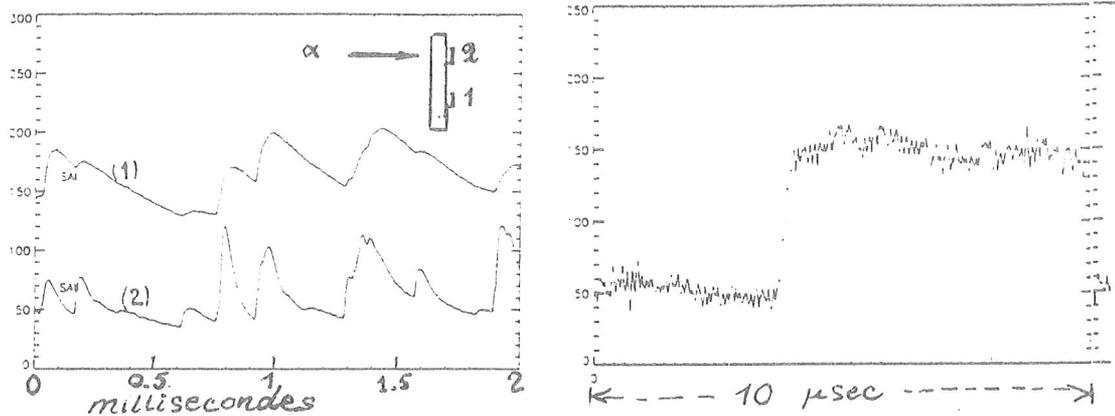


Fig. 8

### §2 Réalisation pratique

La formation d'un réseau 20 \* 20 JTS sur une surface inférieure au  $\text{cm}^2$  requiert une forme de masque d'évaporation relativement élaborée, puisqu'il faut garantir une précision de l'ordre de 50  $\mu\text{m}$  sur le positionnement de deux masques successifs. Une version plus "rustique", si l'on peut s'accommoder d'un nombre plus faible de JTS consiste à évaporer à 90° deux séries de bandes parallèles et à éliminer les connexions parasites avec une pointe. Cette procédure qui ne peut être considérée que comme provisoire donne cependant des résultats :



Sur la Fig. 9 ci-dessus, sont reportés les signaux produits par la détection simultanée, sur la face opposée d'un saphir d'épaisseur  $\approx 1$  mm, par 2 réseaux de 18 JTS chacun (aluminium; 360 mK). Le réseau SA1 placé hors d'axe montre des signaux moins bien définis que le réseau SA 1 placé en face de la source (à travers le saphir). Cet étalement correspond simplement à la diffusion de la chaleur (phonons de haute énergie) sur une distance plus grande. On observe cependant la correspondance des pulses 1 à 1 sur chacune des deux traces.

Sur la figure placée à droite de la précédente, le préamplificateur bas-bruit a une bande passante de 12 MHz qui permet de voir le temps de montée réel des signaux. On mesure  $\approx 250$  nsec pour les plus rapides (10  $\mu$ sec pleine échelle) .

Ces jonctions sont polarisées à courant constant. Le temps de réponse à attendre d'origine capacitive vaut pour n jonctions :

$$\tau_{RC} = n R_{di} \left( \frac{C_i}{n} + C_{input} \right)$$

où  $R_{di}$  et  $C_i$  sont la résistance et la capacité différentielle d'une jonction unique, et  $C_{input}$  est la capa d'entrée de l'amplificateur. Dans la mesure où cette dernière peut être négligée, on constate que le temps de montée est indépendant du nombre de jonctions. Les selfs ne font pas problème sur l'échelle des nanosecondes.

Fatiha Chibane et Nguyen Hy Hau sont vivement remerciés de leur collaboration.

## REFERENCES

- N. E. Booth, R. J. Gaitskell, D. J. Goldie, A. C. Howman, G. L. Salmon and P. Valko, *in* LTD IV, p. 407 (1992) .
- Joëlle Desailly; "Localisation et Supraconductivité dans le niobium ultramince". Thèse de 3<sup>ème</sup> cycle de l'Université Paris 7. Non publiée (1984) .
- R. J. Gaitskell, D. J. Goldie, N. E. Booth, C. Patel and G. L. Salmon, *Physica B* 169, 445 (1991) .
- D. J. Goldie, N. E. Booth, C. Patel, and G. L. Salmon, *Phys. Rev. Letters*, 64, 954 (1990) .
- D. J. Goldie, N. E. Booth and G. L. Salmon, LTD IV, p. 245 (1992) .
- C. A. Klein, *Journal of Applied Physics*, 39 , 2029 (1968) .
- M. Kurakado and H. Mazaki, *Phys. Rev.* B22, 168 (1980) .
- M. Kurakado, *Nuclear Inst and Methods*, 196, 275 (1982) .
- J-P Maneval, S. Labov, R. W. Bland *et al*, p 291 in LTD IV (1992) .
- B. Pannetier and J-P Maneval, *Phys. Rev.* B23, 85 (1981) .
- N. Rando *et al*, *Nuclear Inst and Methods*, 1992 .
- P. H. Schmidt, *J. of Vacuum Sc. and Technology* 10, 615 (1973) .
- D. Twerenbold et A. Zehnder, *J. of Applied Phys.* 61, 1 (1987) .
- G. H. Wood and B. L. White, *Applied Physics Letters*, 15, 237 (1969) .
- LTD IV : Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter IV, edited by N. E. Booth et G. L. Salmon, Frontière, Gif-sur-Yvette, 1992 .
- SPD 87, Superconductive Particle Detectors, edited by A. Barone, World Scientific, Singapore (1988)
-

