

Université de Neuchâtel  
Institut de Physique

**Fabrication et Caractérisation de  
Jonctions  
Supraconductrices à Effet Tunnel  
au Tantale**

Travail de diplôme réalisé dans le groupe Cryodétecteurs  
de l'Institut Paul Scherrer, Villigen AG  
et supervisé par le Docteur Philippe Lerch et  
le Professeur Jean-Luc Vuilleumier

Yves-Alain Peter

1994

## Abstract

Among the materials used for particles detection, superconductors hold a privileged place because of their thin energy gap of typically 1 meV. The aim of this master work is to develop an X-ray detector based on a superconducting (tunneling) junction with a tantalum absorber. The main part consisted in producing Josephson junctions. Once the main technical problems had been resolved, the junctions have been characterised. The results are promising but, however, show some defects which will have to be corrected in the future.

## Résumé

Parmi les matériaux utilisés pour la fabrication de détecteurs de particules, les supraconducteurs tiennent une place privilégiée du fait de l'étroitesse de leur bande interdite (typiquement 1 meV). Ce travail de diplôme a pour but de développer un détecteur de rayons X basé sur l'utilisation d'une jonction supraconductrice à effet tunnel avec absorbeur de tantale. La partie principale a consisté en la fabrication de jonctions Josephson. Une fois les principaux problèmes techniques résolus, on a procédé à la caractérisation de ces jonctions. Les résultats obtenus sont prometteurs même s'ils montrent certains défauts qu'il s'agira de corriger à l'avenir.

## Kurzfassung

Unter den Materien, die für Teilchendetektoren verwendet werden, haben die Supraleiter wegen ihrer schmalen Energielücke (typisch 1 meV) eine bevorzugte Stelle. Das Ziel dieser Diplomarbeit ist, einen Röntgendetektor aus einer supraleitenden Tunneleffektdiode mit einem Tantaleabsorber zu entwickeln. Der Hauptteil war die Herstellung von Josephson Dioden. Nachdem die technischen Hauptprobleme gelöst wurden, konnten die Dioden charakterisiert werden. Die Resultate sind vielversprechend, selbst wenn gewisse Defekte noch korrigiert werden müssen.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Motivation</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Introduction</b>	<b>2</b>
2.1	Les détecteurs thermiques . . . . .	3
2.1.1	Les Calorimètres . . . . .	3
2.1.2	Les granules supraconducteurs (SSG) . . . . .	3
2.2	Les détecteurs non-thermiques . . . . .	3
2.2.1	Les fils supraconducteurs . . . . .	4
2.2.2	Les jonctions supraconductrices à effet tunnel (STJ) . . . . .	4
<b>3</b>	<b>Théorie</b>	<b>5</b>
3.1	La supraconductivité . . . . .	5
3.2	La jonction Josephson . . . . .	7
3.2.1	Caractérisitiques Courant/Tension (IV) . . . . .	8
3.3	La détection d'un photon X par une jonction Giaever . . . . .	13
<b>4</b>	<b>Fabrication</b>	<b>17</b>
4.1	Les substrats . . . . .	18
4.2	La déposition des films métalliques . . . . .	18
4.3	La photolithographie . . . . .	21
4.4	La déposition d'une couche d'isolation . . . . .	22
4.5	La contre-électrode et l'échantillon terminé . . . . .	23
<b>5</b>	<b>Cryogénie</b>	<b>25</b>
<b>6</b>	<b>Résultats</b>	<b>28</b>
<b>7</b>	<b>Conclusions</b>	<b>36</b>
<b>8</b>	<b>Annexe</b>	<b>37</b>

# 1 Motivation

Depuis quelques années, les préoccupations des astrophysiciens se sont entre autre focalisées sur la nature de la matière noire (supposée constituer les 90% de la masse d'une galaxie) et sur l'observation des rayons X émis par les objets astronomiques.

Des détecteurs particulièrement performants, sensibles à des événements rares et de très basses énergies, sont nécessaires pour confirmer l'existence de neutrinos massifs et de WIMP (particules massives à faible interaction) tous deux candidats pour la matière noire [2, 3].

Giacconi et al. [1] ont détectés pour la première fois des rayons X émis par des sources autres que le soleil. Cette découverte a permis à l'astronomie des rayons X de se développer de manière importante jusqu'à aujourd'hui. De telles mesures apportent de précieux renseignements sur les corps astronomiques de température excédant  $10^6$  K tels que les couronnes stellaires, les restes de supernova, les naines blanches, les étoiles à neutrons, les noyaux galactiques et même, probablement, les trous noirs.

La structure spectrale à 6-8 keV due à la fluorescence et à l'absorption K du fer peut être utilisée comme sonde de l'état d'ionisation, de la vitesse, et de la géométrie des gaz proches de sources galactiques et extragalactiques de rayons X. Les premières observations effectuées avec des compteurs proportionnels et des scintillateurs ont donné des résultats justes suffisants pour démontrer le potentiel de ce domaine. Ils avaient, en effet, une résolution de  $R \sim 7$  ( $R = E/\Delta E$ ,  $E$  étant l'énergie du rayonnement et  $\Delta E$  la résolution en énergie).

Du fait de l'absorption des rayons X par l'atmosphère terrestre, il est nécessaire de placer de tels détecteurs en orbite. Le satellite HEAO-2 (Einstein) fournit en 1978 des résultats de qualité déjà comparable à ceux obtenus dans les longueurs d'ondes optiques et radio [4].

Des détecteurs semi-conducteurs ont porté la résolution à  $R \sim 50$  permettant l'étude de flux d'accrétion sur des objets compacts.

Une résolution de  $R \geq 1000$  serait souhaitable et apporterait un diagnostic puissant sur les températures et les densités des couronnes stellaires par exemple [5].

## 2 Introduction

Afin d'obtenir une résolution de quelques eV pour un photon X de 6 keV, il fallut trouver un autre type de détecteur! En 1949, Andrews et al. [6] ont proposé pour la première fois l'utilisation de supraconducteurs comme détecteurs de particules  $\alpha$ . Il fallut encore attendre 20 ans pour que Wood et White [7] observent le premier événement d'une particule  $\alpha$  sur une jonction supraconductrice à effet tunnel.

Afin de comprendre quel est l'avantage des supraconducteurs, intéressons-nous à la cascade d'événements se produisant lors de l'interaction d'une particule avec un détecteur [8].

Une particule chargée ou une onde électro-magnétique traversant un supraconducteur perd son énergie dans la production d'un photon-électron. Cet électron cassera, par interaction électro-électron, des paires de Cooper qui vont chacune libérer deux quasiparticules (électrons). Ces quasiparticules produiront des phonons par interaction électron-phonon et casseront d'autres paires de Cooper. Les paires de Cooper peuvent aussi être cassées par interaction électron-phonon. Dans ce procédé de perte d'énergie des quasiparticules dans un supraconducteur, il y a une différence essentielle par rapport au cas d'un semi-conducteur. La largeur de la bande interdite,  $2\Delta$ , est de l'ordre de 1 meV pour les supraconducteurs et de 1 eV pour les semi-conducteurs. L'énergie nécessaire pour casser une paire de Cooper est par conséquent 1000 fois plus petite que celle nécessaire à la création d'une paire électron-trou. Ceci a comme avantage de produire plus de quasiparticules dans un supraconducteur. De plus, dans les semi-conducteurs, les phonons créés ne peuvent plus exciter d'électrons, car l'énergie de Debye  $\hbar\omega_D$  (quelques dizaines de meV) est beaucoup trop petite par rapport à la largeur de la bande interdite, ce qui n'est pas le cas dans les supraconducteurs!

On vient donc de montrer que l'utilisation des supraconducteurs comme détecteur a pour avantage de produire plus de quasiparticules dans un absorbeur. Le nombre de charges libres créées vaut :

$$N = \frac{E_\gamma}{\epsilon}, \quad (1)$$

$E_\gamma$  étant l'énergie déposée et  $\epsilon$  l'énergie nécessaire pour créer un porteur de charge. On peut alors écrire la résolution :

$$(\delta E)_{FWHM}/E_\gamma = 2.35\sqrt{F\epsilon/E_\gamma}, \quad (2)$$

F étant le facteur de Fano décrivant les fluctuations statistiques (sa valeur se situe entre 0 et 1) [9]. Ainsi, on voit que la résolution en énergie est proportionnelle au nombre de porteurs de charge créés. Plus le nombre de porteurs de charges créés est grand, meilleure sera la résolution, d'où l'utilité de s'intéresser aux supraconducteurs. Actuellement, les résolutions obtenues sont  $\sim 50$  eV FWHM (Full Width Half Maximum) avec des jonctions supraconductrices à effet tunnel (STJ) [10] et  $\sim 100$  eV avec des semi-conducteurs (CCD) [11].

Si une particule interagit avec un supraconducteur, il en résultera un grand nombre d'excitations. N'étant pas en équilibre thermique, les quasiparticules vont relaxer pour finalement atteindre l'équilibre. La plupart des détecteurs cryogéniques peuvent se classer dans deux catégories: les détecteurs dits *thermiques* et les détecteurs dits *non-thermiques*.

## 2.1 Les détecteurs thermiques

Ce sont les calorimètres et les granules supraconducteurs qui ne sont aptes à mesurer l'énergie déposée qu'une fois l'équilibre thermique atteint, c'est-à-dire lorsque les quasiparticules ont relaxé. Ces détecteurs sont relativement lents: typiquement, l'échelle de temps est de l'ordre de la milliseconde. Ils ne fournissent qu'une résolution en énergie, mais par contre sont relativement "simples" et peuvent être construits à l'aide de plusieurs matériaux différents.

### 2.1.1 Les Calorimètres

Ils consistent en un absorbeur dans lequel la particule détectée interagit et en un thermomètre couplé à l'absorbeur [12]. L'idée est d'attendre jusqu'à ce que les phonons créés par l'évènement soient thermalisés et que l'absorbeur et le thermomètre soient à l'équilibre thermique. La variation de température  $\Delta T$  due à l'énergie déposée vaut :

$$\Delta T = \frac{E}{C} \quad \text{avec} \quad C \sim M \left( \frac{T}{\theta_D} \right)^3, \quad (3)$$

où  $C$  est la chaleur spécifique de l'absorbeur,  $M$  sa masse et  $\theta_D$  la température de Debye. Ainsi, si l'on veut obtenir un grand signal, il faut une petite chaleur spécifique, donc travailler à basse température et utiliser un matériau de petite masse ayant une grande température de Debye. La partie la plus délicate d'un calorimètre est le thermomètre qui sera développé soit avec des semi-conducteurs [13, 14], soit avec des supraconducteurs [15].

### 2.1.2 Les granules supraconducteurs (SSG)

Il s'agit d'un ensemble de petites sphères ( $\phi \sim 2\mu\text{m}$ ) de métal supraconducteur de type I maintenues en dessous de leur température critique et soumises à un champ magnétique afin de les placer dans un état métastable. L'énergie déposée chauffe un grain et le fait passer à l'état normal. Cette transition est mesurée à l'aide d'un SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) détectant une redistribution du champ magnétique sur tout l'échantillon dû à la disparition locale (sur un granule) de l'effet Meissner [16].

## 2.2 Les détecteurs non-thermiques

Ce sont les fils supraconducteurs qui mesurent la localisation spatiale de l'évènement et les jonctions supraconductrices à effet tunnel qui mesurent l'énergie déposée alors que l'équilibre thermique n'est pas encore atteint, donc *avant* que les quasiparticules

aient relaxé. Ces détecteurs sont relativement rapides (échelle de temps de l'ordre de la microseconde). Malheureusement, ils sont plus compliqués que les détecteurs thermiques et par conséquent imposent des restrictions plus sévères quant au choix des matériaux utilisés.

### 2.2.1 Les fils supraconducteurs

Ils fonctionnent selon un principe bolométrique. Lorsqu'une particule interagit avec le fil, elle provoque une augmentation locale de la température qui, suivant les conditions (température initiale, énergie déposée et chaleur spécifique du matériel), peut créer un point chaud appelé *zone N* (zone normale). Comme le fil est parcouru par un courant non dissipatif d'énergie avant l'événement, le fil étant dans l'état supraconducteur, la propagation de la zone N sur tout le fil va pouvoir être observée par l'apparition d'une chute de tension entre ses deux extrémités. [17].

### 2.2.2 Les jonctions supraconductrices à effet tunnel (STJ)

Les jonctions supraconductrices à effet tunnel, appelées aussi jonctions Giaever [18], sont physiquement identiques aux jonctions Josephson bien connues, mais sont utilisées avec un petit champ magnétique appliqué dans le plan de la jonction afin de supprimer le courant de Josephson. Typiquement, une jonction consiste en deux films minces de métaux supraconducteurs séparés par une fine couche diélectrique qui est en général la couche d'oxyde se formant naturellement à la surface du premier film [19].

Les quasiparticules créées dans l'absorbeur par l'événement traversent la barrière d'oxyde par effet tunnel grâce à la différence de potentiel appliquée entre les deux films supraconducteurs. Afin de détecter l'excès de quasiparticules créées,  $\delta N$ , par rapport à la distribution thermique, il est important que la densité d'excès  $\delta N/V$ , où  $V$  est le volume du film dans le voisinage de la jonction, ne soit pas trop petite comparée à la densité d'états  $N(T)$ . Cette condition est réalisée lorsque la température vaut 1/10 de la température critique  $T_c$ . De telles jonctions ont déjà été fabriquées avec de l'étain,  $Sn/SnO_x/Sn$ , atteignant une résolution en énergie de  $\Delta E \cong 50$  eV pour  $E=5.89$  keV [20]. Malheureusement, ces jonctions ne supportaient pas le cyclage thermique. Les efforts se portèrent alors sur des jonctions avec un absorbeur de niobium,  $Nb/Al/Al_2O_3/Al/Nb$ , atteignant des résolutions du même ordre que celles obtenues avec des jonctions en étain et ayant l'avantage de supporter le cyclage thermique [10]. L'utilisation d'un absorbeur de tantale offre de bons espoirs d'améliorer cette résolution en énergie vers des valeurs inférieures à une dizaine d'eV. C'est dans ce but que ce travail a été effectué. Un procédé de fabrication avec masque mécanique est utilisé dans le groupe pour fabriquer des jonctions au niobium. Des doutes quant à la fiabilité de ce procédé nous ont fait opter pour le développement d'un nouveau procédé appelé *Selective Tantalum Etching Process* (STEP). Les difficultés liées à l'utilisation de tantale plutôt que d'étain ou de niobium (matériaux dont l'utilisation est mieux maîtrisée) ainsi que les problèmes liés au développement d'un nouveau procédé ont conduit à concentrer les efforts principalement sur la fabrication de ces jonctions.

## 3 Théorie

### 3.1 La supraconductivité

En 1911, trois ans après avoir réalisé la première liquéfaction de l'hélium, Kamerlingh Onnes observe pour la première fois que la résistivité électrique du mercure tombe à zéro lorsqu'on le refroidit suffisamment [21]. Cet étrange comportement (*conductivité parfaite*) se retrouve chez de nombreux métaux et alliages.

En 1933, une autre caractéristique essentielle des supraconducteurs, le *diamagnétisme parfait*, était découverte par Meissner et Ochsenfeld [22].

Il faut attendre 1957 pour que Bardeen, Cooper et Schrieffer expliquent la nature et l'origine de ces phénomènes (Théorie BCS) [23].

L'état supraconducteur est un état où les électrons de conduction du métal sont ordonnés. Cet ordre consiste en la formation de paires d'électrons faiblement associés. Les électrons sont ordonnés à des températures inférieures à la température de transition  $T_c$  et désordonnés au-dessus. L'attraction entre deux électrons est due au mouvement ionique (phonons) qui, sous certaines conditions, peut écranter l'interaction de Coulomb [24, 25]. Les paires d'électrons, appelées *paires de Cooper* sont des particules de spin 0 qui satisfont à la statistique de Bose-Einstein<sup>1</sup>. Elles sont décrites par une seule et même fonction d'onde. L'extension spatiale d'une paire (appelée *longueur de cohérence intrinsèque*  $\xi_o$ ) est de l'ordre de  $10^3$  Å, c'est-à-dire, beaucoup plus grande que la distance moyenne entre deux électrons. Ainsi, à l'intérieur de la région occupée par une paire donnée, se trouveront les centres respectifs de plusieurs millions d'autres paires. Les paires ne peuvent donc pas être considérées comme indépendantes, mais doivent plutôt être vues comme amalgamées les unes aux autres, situation indispensable à la stabilité de l'état. R. P. Feynman, fidèle à son langage clair et intuitif exprime la situation: "Aux basses températures, lorsque l'énergie d'un système a été réduite à un niveau très, très bas, on a affaire non pas à un grand nombre d'états mais seulement à un nombre très, très petit d'états proches de l'état de base. Dans ces circonstances, le caractère quantique de cet état de base peut se manifester à une échelle macroscopique." [26].

Je vais maintenant énumérer quelques valeurs et comportements propres à la supraconductivité; pour de plus amples précisions, on se référera aux bestsellers [24, 25, 26, 27].

#### Resistivité $\rho$

La résistivité d'un métal normal à basse température (proche de  $T > T_c$ ) vaut:

$$\rho(T) = \rho_o + BT^5. \quad (4)$$

---

<sup>1</sup>Les électrons sont des particules de spin  $1/2$  et satisfont à la statistique de Fermi-Dirac.

Le terme constant provient de collisions électrons-impuretés ou électrons-défauts de la structure cristalline et le terme en  $T^5$  de collisions électrons-phonons.

En-dessous de  $T_c$ , ces mécanismes perdent la faculté de dégrader un courant électrique et la résistivité tombe brutalement à zéro.

### Diamagnétisme parfait

Le champ d'induction magnétique  $\vec{B}$  est nul à l'intérieur d'un supraconducteur. Ceci est illustré par l'effet Meissner: lorsqu'un métal normal plongé dans un champ magnétique est refroidi en-dessous de sa température critique, le flux magnétique en est alors brutalement expulsé.

### Champ critique

Si l'on considère un supraconducteur en-dessous de sa température critique et qu'on le soumet à un champ magnétique croissant, on constatera un retour à l'état normal pour une valeur du champ  $H > H_c$ ,  $H_c$  étant appelé *champ critique*. C'est là que le monde des supraconducteurs se sépare en deux: les supraconducteurs de type I et ceux de type II. La façon dont la transition sus-mentionnée se déroule les différencie les uns des autres.

### Courant critique

Si un courant circulant à travers un supraconducteur dépasse une certaine valeur appelée *courant critique*  $I_c$ , alors on observera une transition de l'échantillon à l'état normal. La valeur du courant critique dépend de la nature et de la géométrie de l'échantillon. Le courant critique correspond au courant générant un champ magnétique  $H = H_c$  à la surface de l'échantillon.

### Longueur de cohérence et profondeur de pénétration

La longueur de cohérence  $\xi_0 = \frac{2\hbar v_F}{\pi E_g}$  représente l'extension spatiale de la fonction d'onde d'une paire de Cooper, où  $v_F$  est la vitesse de Fermi et  $E_g$  la largeur de la bande interdite.

La profondeur de pénétration de London  $\lambda_L = \sqrt{\frac{mc^2}{4\pi ne^2}}$  est la distance caractéristique de pénétration d'un champ magnétique dans un supraconducteur,  $n$  étant la concentration en porteur de charge  $e$  et de masse  $m$ .

### Chaleur spécifique

La chaleur spécifique d'un métal normal à basse température ( $T > T_c$ ) vaut :

$$C = AT + BT^3, \quad (5)$$

le terme linéaire étant dû aux excitations électroniques et le terme cubique aux vibrations du réseau. En-dessous de  $T_c$ , la chaleur spécifique saute à une valeur plus élevée, puis décroît comme  $e^{(-\Delta/k_B T)}$ .

## Bande interdite

La forme de l'expression de la chaleur spécifique ( $e^{(-\Delta/k_B T)}$ ) est typique d'un système dont les niveaux excités sont séparés de l'état de base par une énergie  $2\Delta$ . Mais attention, la bande interdite des supraconducteurs est de nature totalement différente de celle des isolants. Dans les isolants, la largeur de bande interdite est liée au réseau; dans un supraconducteur, la largeur de bande interdite est liée au gaz de Fermi. La figure 1 [28] montre la dépendance de la largeur de la bande interdite  $2\Delta$  en fonction de la température pour un supraconducteur.

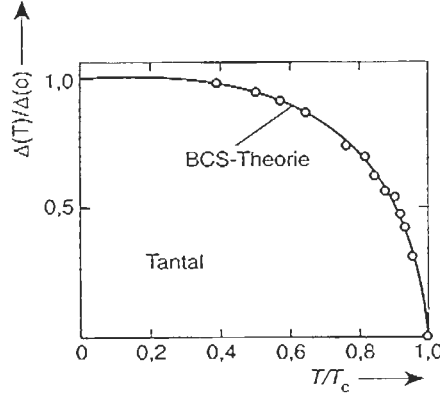


Figure 1: Dépendance de la largeur de la bande interdite  $2\Delta$  en fonction de la température.

## 3.2 La jonction Josephson

Une jonction Josephson est un sandwich composé de deux supraconducteurs de quelques centaines de nanomètres d'épaisseur chacun séparés par une barrière isolante. Celle-ci est généralement un oxyde métallique d'une dizaine d'Å. Une telle jonction est représentée schématiquement à la figure 2.

D'après la mécanique classique, une particule d'énergie  $E$  ne peut pas franchir la barrière de potentiel créée par l'oxyde si  $E < V_o$ ,  $V_o$  étant la hauteur de la barrière de potentiel. En mécanique quantique, par contre, cela est autorisé et s'appelle *l'effet tunnel* [29]. La probabilité pour une particule d'énergie  $E$  de traverser la barrière vaut :

$$T \sim e^{-\frac{2d}{\hbar} \sqrt{2m(V_o - E)}}, \quad (6)$$

où  $d$  est l'épaisseur de la barrière.

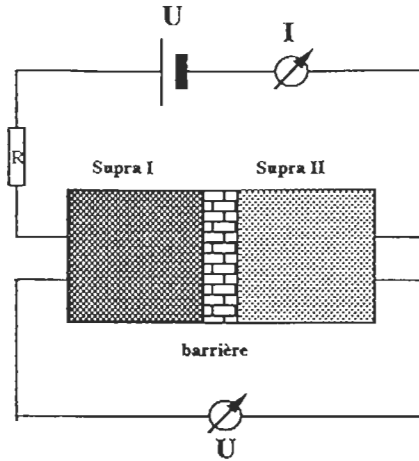


Figure 2: Schéma d'une jonction.

### 3.2.1 Caractéristiques Courant/Tension (IV)

Nous venons de voir que la probabilité pour une particule d'énergie  $E$  de traverser la barrière de potentiel est non nulle.

On va alors s'intéresser à ce courant tunnel. Il est de deux types: le courant tunnel des paires de Cooper (appelé *Effet Josephson DC* [30]) et le courant tunnel des quasiparticules (électrons).

Soit, représenté à la figure 3, une caractéristique Courant/Tension à  $T=0$  d'une jonction SIS (Supraconducteur/Isolant/Supraconducteur).

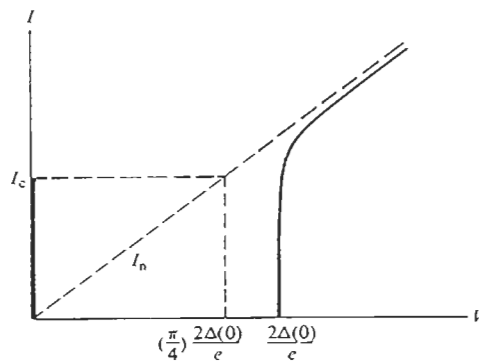


Figure 3: Caractéristique IV d'une jonction SIS.

Le courant tunnel des quasiparticules à  $T=0$  est nul pour  $V < 2\Delta/e$ . En effet, les électrons se trouvent tous en-dessous de la bande interdite à  $T=0$  (voir figure 8a) et par conséquent ne peuvent traverser la barrière de potentiel que si la tension appliquée est supérieure à la largeur de la bande interdite:  $2\Delta/e$ .

Par contre, le courant tunnel dû aux paires de Cooper atteint, lui, une valeur  $I_c$  pour une tension nulle. En effet, les paires de Cooper peuvent sans autre traverser la barrière de potentiel par effet tunnel puisque leur niveau énergétique se trouve à l'intérieur de la bande interdite (voir figure 9).

$$I_c = G_n \left( \frac{\pi\Delta(T)}{2e} \right) \tanh \frac{\Delta(T)}{2k_B T}, \quad (7)$$

où  $G_n$  est la conductance de la jonction pour  $V \gg 2\Delta/e$  et  $A$  est la surface de la jonction.

Pour  $I > I_c$ , l'état supraconducteur est rompu (voir page 6) et il n'y a plus de paires de Cooper qui puissent traverser la barrière.

Lorsque la température augmente et se rapproche de  $T_c$ , le nombre de paires de Cooper diminue (à  $T=T_c$  il n'y en a plus !) et par conséquent,  $I_c$  décroît. La figure 4 [30] montre la dépendance du courant Josephson en fonction de la température:

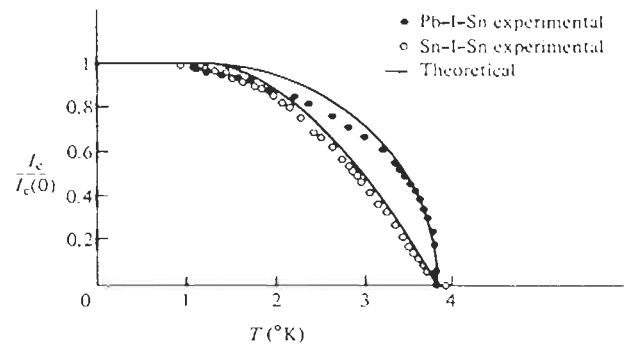


Figure 4: Dépendance du courant Josephson en fonction de la température.

Le courant tunnel des paires de Cooper dépend également du flux magnétique à travers la jonction.

En particulier,

$$I_c(\phi) = I_c(0) \left| \frac{\sin(\pi\phi/\phi_0)}{(\pi\phi/\phi_0)} \right|, \quad (8)$$

où  $\phi$  est le flux magnétique à travers la jonction, et  $\phi_0$  le quantum de flux magnétique ( $2.07 \times 10^{-15}$  Wb).

Ainsi, si l'on veut supprimer le courant Josephson, il suffit d'appliquer un champ magnétique adéquat dans le plan de la jonction. Adéquat signifie que le flux magnétique  $\phi$  produit à travers la jonction est un multiple de  $\phi_0$  (voir figure 5). La figure 5 [30] représente la dépendance du courant Josephson  $I_c$  en fonction du flux magnétique:

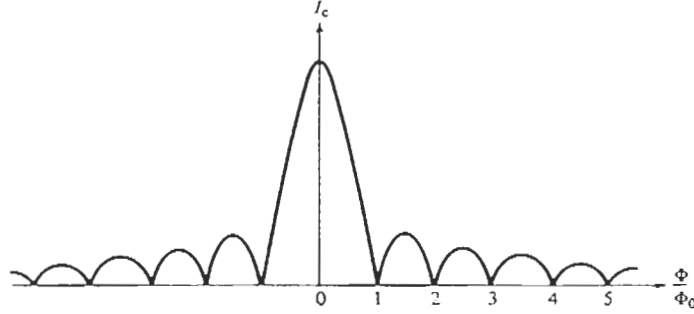


Figure 5: Dépendance du courant Josephson en fonction du flux magnétique.

Étant donné que nous sommes intéressés à mesurer le courant tunnel des quasiparticules issues de l'interaction d'un photon X avec l'absorbeur, le courant tunnel des paires de Cooper doit être annulé. En effet, celui-ci est plus grand que le courant tunnel des quasiparticules pour une tension  $V < 2\Delta/e$  et par conséquent masque la contribution des quasiparticules au courant tunnel total  $I$ .

La règle d'or de Fermi nous permet de calculer le courant tunnel des quasiparticules traversant une jonction composée de deux métaux (1 et 2) ayant une densité d'états  $N_i(E)$ ,  $i=1, 2$  avec une distribution  $f(E) = \frac{1}{1+e^{E/k_B T}}$  [30]:

$$I = I_{1 \rightarrow 2} - I_{2 \rightarrow 1} = \frac{2\pi e A}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} |T|^2 N_1(E) N_2(E + eV) [f(E) - f(E + eV)] dE. \quad (9)$$

$T$  est l'élément de matrice tunnel et  $A$  la surface de la jonction.

Regardons tout d'abord une jonction métal Normal/Isolant/métal Normal (NIN). La forme du courant est alors la suivante:

$$I_{nn} \cong \frac{2\pi eA}{\hbar} |T|^2 N_1(0) N_2(0) eV = G_{nn} V. \quad (10)$$

$G_{nn}$  est la conductance normale de la jonction.

Ainsi, la jonction est ohmique. La figure 6a [30] montre la densité d'état d'une jonction NIN à  $T \neq 0$  et avec une tension appliquée  $V$ . Les régions hachurées sont les états occupés par des électrons. La figure 6b [24] montre la caractéristique IV linéaire d'une telle jonction. Si on regarde la figure 6a, on comprend que la caractéristique IV doit être linéaire, car les électrons ont la possibilité de traverser la barrière par effet tunnel dès l'apparition de la plus petite tension.

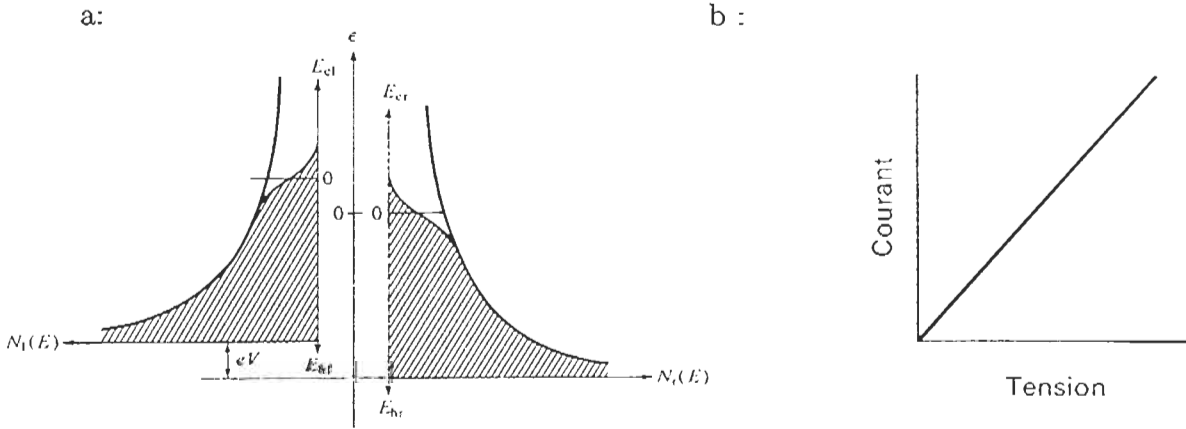


Figure 6: a: Densité d'états et b: caractéristique IV d'une jonction NIN.

Passons à une jonction métal Normal/Isolant/Supraconducteur (NIS). Le courant tunnel vaut alors:

$$I_{ns} = \frac{G_{nn}}{e} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{N_{s1}(E)}{N_1(0)} [f(E) - f(E + eV)] dE, \quad (11)$$

avec  $N_s(E) = \frac{N_n(0)E}{(E^2 - \Delta^2)^{1/2}}$  étant la densité d'état dans un supraconducteur et  $N_n$  la densité d'états d'un métal normal.

La figure 7a [30] montre la densité d'états d'une jonction NIS à  $T \neq 0$  et avec une tension appliquée  $V$ . La figure 7b [30] montre la caractéristique IV d'une telle jonction. Sur la figure 7a, on voit que pour le cas particulier où  $T=0$ , il faut une tension appliquée  $V > \Delta/e$  afin que les électrons du métal normal puisse traverser la barrière de potentiel pour se retrouver à un niveau d'énergie permis dans le supraconducteur.

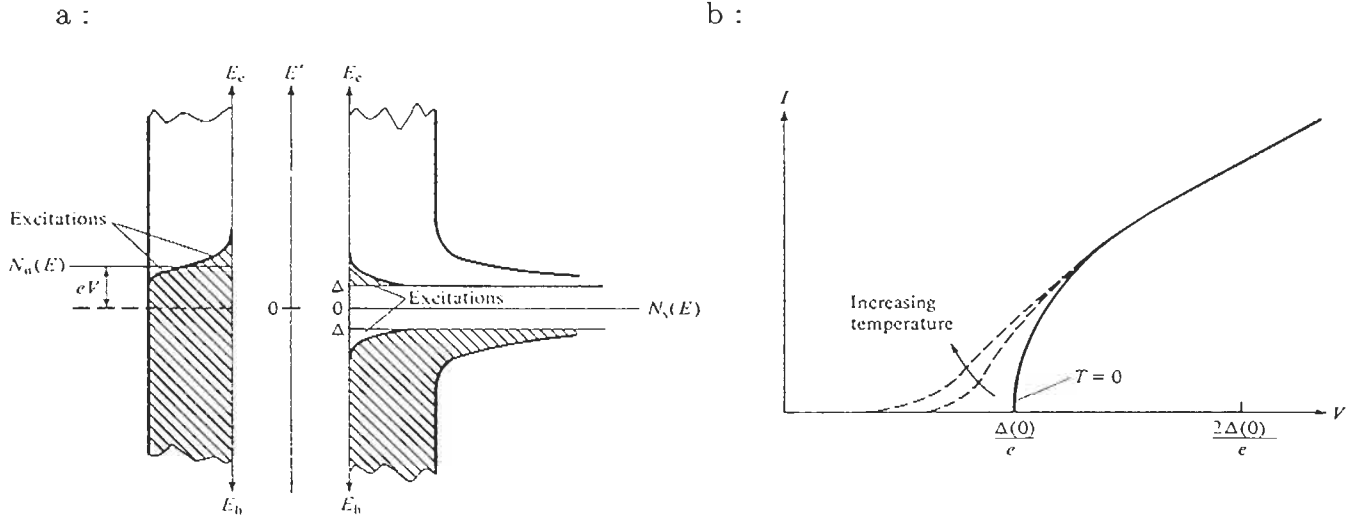


Figure 7: a: Densité d'états et b: caractéristique IV d'une jonction NIS.

Enfin, regardons le cas d'une jonction Supraconducteur 1/Isolant/Supraconducteur 2. Le courant tunnel est donné par:

$$I_{ss} = \frac{G_{nn}}{e} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{N_{s1}(E)}{N_1(0)} \frac{N_{s2}(E + eV)}{N_2(0)} [f(E) - f(E + eV)] dE. \quad (12)$$

Cette équation doit être intégrée numériquement. Néanmoins, pour le cas où les deux supraconducteurs sont identiques ( $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$ ) et pour  $T \ll \Delta/k_B$  et  $eV < 2\Delta$ , le courant tunnel a été estimé (voir annexe). La figure 8a [30] montre la densité d'états d'une jonction  $S_1IS_2$  à  $T \neq 0$  avec une tension appliquée  $V$ . La figure 8b [30] montre la caractéristique IV d'une telle jonction soumise à un champ magnétique. Celui-ci a supprimé le courant Josephson  $I_c$  (courant tunnel des paires de Cooper voir figures 3 et 5). Observons la figure 8a: lorsqu'on augmente la tension de 0 V à  $\frac{\Delta_1 - \Delta_2}{e}$ , les électrons excités thermiquement peuvent traverser la barrière par effet tunnel. Entre  $\frac{\Delta_1 - \Delta_2}{e}$  et  $\frac{\Delta_1 + \Delta_2}{e}$ , il n'y a plus d'états électroniques supplémentaires disponibles pour traverser cette barrière en raison de la bande interdite  $\Delta_1$ ; ceci devrait conduire à un courant constant ce qui n'est manifestement pas le cas (voir figure 8b) car plus on augmente la tension, moins il y aura d'états disponibles libres de l'autre côté de la barrière (la densité d'états diminue à haute énergie voir figure 8a) donc le courant va diminuer pour une tension croissante.

Dès que  $V > \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{e}$ , alors ce sont les électrons se trouvant en-dessous de la bande interdite qui contribuent au courant tunnel.

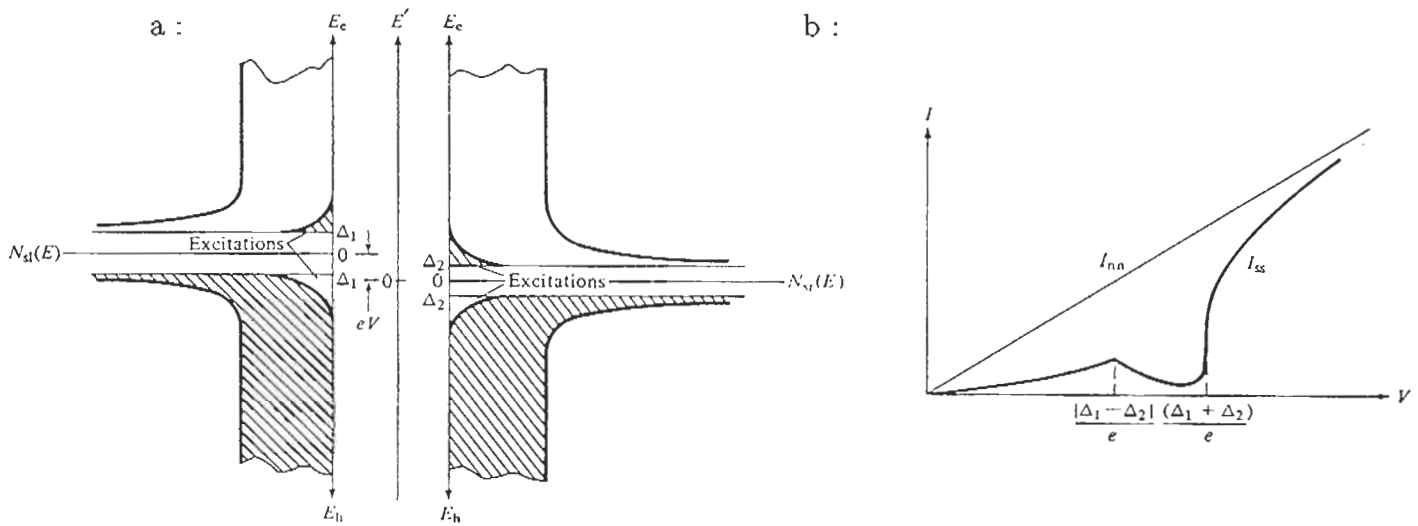


Figure 8: a: Densité d'états et b: caractéristique IV d'une jonction  $S_1IS_2$ .

### 3.3 La détection d'un photon X par une jonction Giaever

La figure 9 montre le schéma de bande type d'une de nos jonctions :

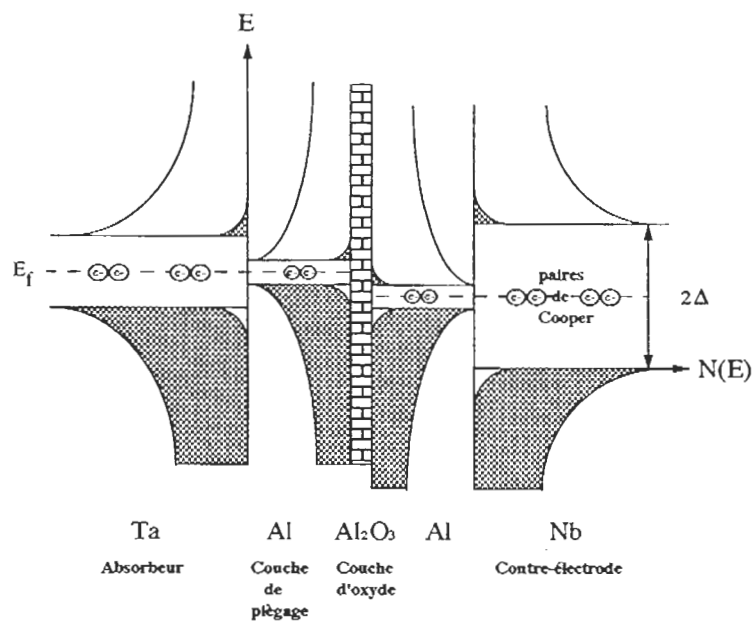


Figure 9: Structure de bandes d'une jonction  $Ta/Al/Al_2O_3/Al/Nb$

Nous avons donc une superposition de 5 couches: Ta/Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Al/Nb représentée ci-dessous:

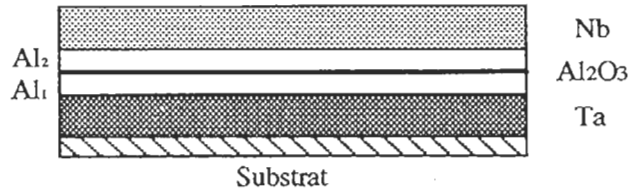


Figure 10: Les cinq couches composant une jonction vue en coupe.

Nos jonctions ont un absorbeur de tantale. Cet élément est particulièrement intéressant, car il a un grand numéro atomique ce qui en fait un absorbeur efficace de rayons X. Le tantale, dans sa phase  $\alpha$  (cubique centrée orientée 110), a une température critique de 4.48 K. L'aluminium a, lui, un  $T_c$  de 1.2 K. On l'utilise pour avoir un effet de piègagem (voir ci-après) ainsi que pour la bonne qualité de son oxydation. Le niobium a un  $T_c$  de 9.2 K et constitue la contre-électrode.

Le fait d'avoir deux supraconducteurs différents de chaque côté de la barrière a deux conséquences importantes: un effet de proximité entre les deux films supraconducteurs et un effet de piègagem des quasiparticules (appelé *trapping*).

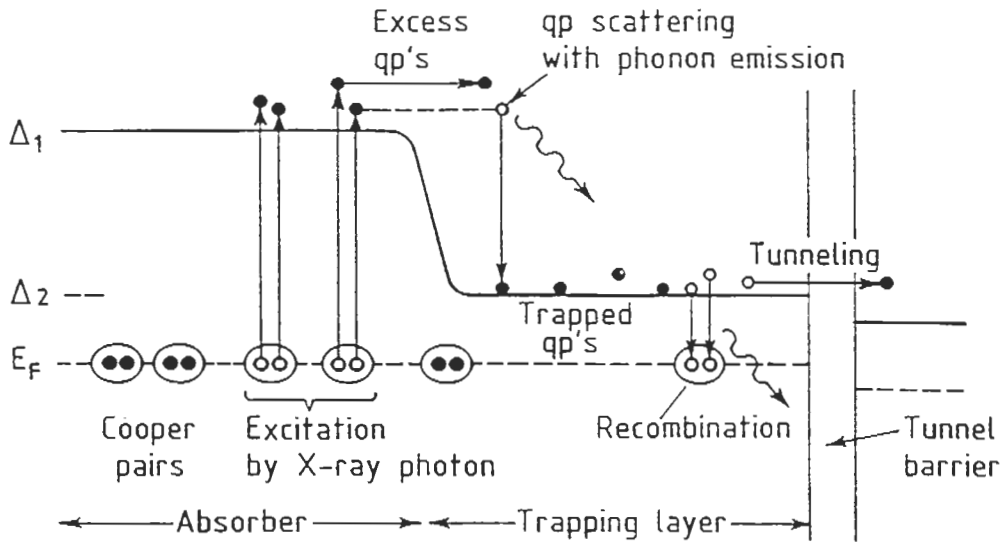
L'effet de proximité est responsable de la modification des propriétés supraconductrices de deux supraconducteurs différents en contact. Il a été étudié entre autre par Gilabert [31].

L'effet de piègagem étudié entre autre par Kraus [32] est dû à la différence de la largeur de bande interdite des deux supraconducteurs.  $\Delta_{Al}$  étant plus petit que  $\Delta_{Ta}$  (voir Figure 9), les quasiparticules créées dans l'absorbeur se feront piéger dans l'aluminium par diffusion électron-phonon (voir Figure 11 [3]).

La figure 11a montre le piègagem et la recombinaison des quasiparticules. Un photon X arrivant sur l'absorbeur va générer un photo-électron qui, lui, va pouvoir casser une ou plusieurs paires de Cooper. Chaque paire de Cooper cassée va libérer deux quasiparticules. Celles-ci vont pouvoir se déplacer dans l'absorbeur et grâce à la tension appliquée sur la jonction, vont passer dans la couche d'aluminium. Là, par diffusion électron phonon, elles vont perdre un peu de leur énergie et seront par conséquent piégées dans la couche d'aluminium. Arrivées à ce stade, les quasiparticules vont soit traverser la barrière d'oxyde par effet tunnel (toujours grâce à la tension appliquée sur la jonction) soit reformer des paires de Cooper en s'associant deux par deux.

La figure 11b montre plus particulièrement l'interaction électron-phonon responsable de la destruction et de la recombinaison de paires de Cooper par les phonons.

a :



b :

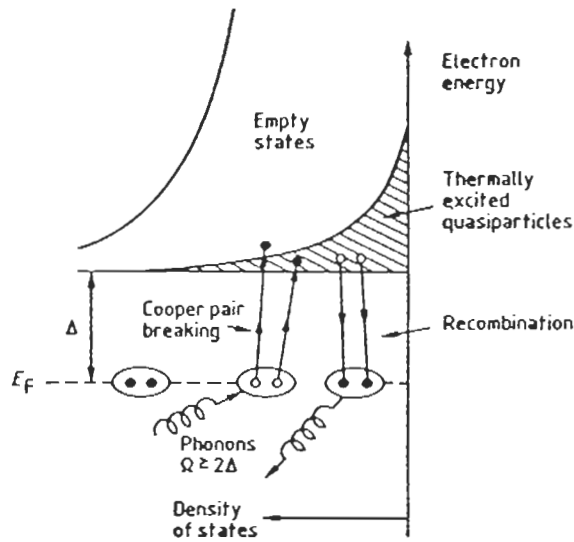


Figure 11: a: Le piégeage et la recombinaison des quasiparticules. b: La destruction et la recombinaison des paires de Cooper par interaction électron-phonon en particulier.

Le courant tunnel dû aux quasiparticules excitées dans l'absorbeur par un photon X va se superposer au courant généré par les électrons excités thermiquement (ligne continue de la figure 12). Cette augmentation du courant tunnel va modifier la structure de la caractéristique IV de notre jonction (ligne pointillée de la figure 12) [33]. En fixant une tension  $V \sim \frac{\Delta}{e}$  (point de travail), on aura une mesure de l'énergie déposée par le photon X via la lecture de l'augmentation de courant  $\Delta I$ .

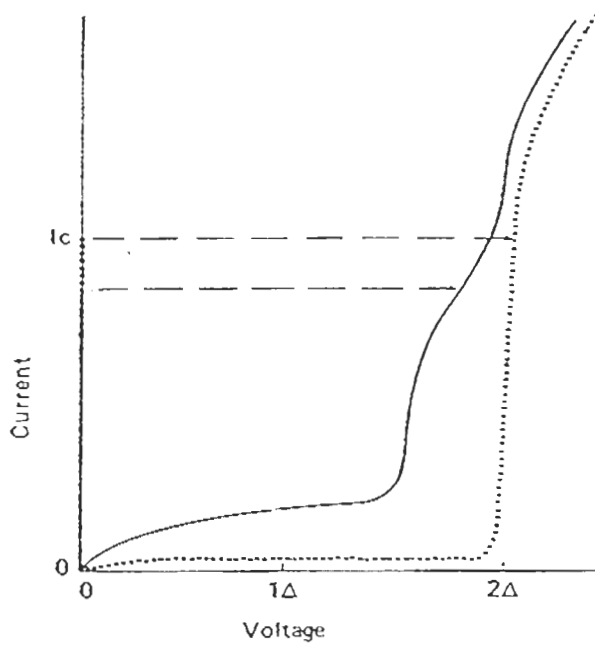


Figure 12: Caractéristique courant/tension. La courbe continue reflète la condition d'irradiation alors que la courbe pointillée indique la condition sans irradiation.

## 4 Fabrication

Le procédé adopté est appelé STEP (Selective Tantalum Etching Process). Il a pour avantage que la déposition de toutes les couches se font sans devoir sortir l'échantillon de l'enceinte à vide. On compte six étapes principales:

- *La préparation du substrat*
- *La déposition des films métalliques et l'oxydation*
- *La définition de la surface de l'absorbeur*
- *La définition de la surface de la jonction*
- *La déposition d'une couche d'isolation*
- *La déposition de la contre-électrode*

Soit le schéma de l'installation à ultra-haut vide (UHV) *Balzers UMS-630* :

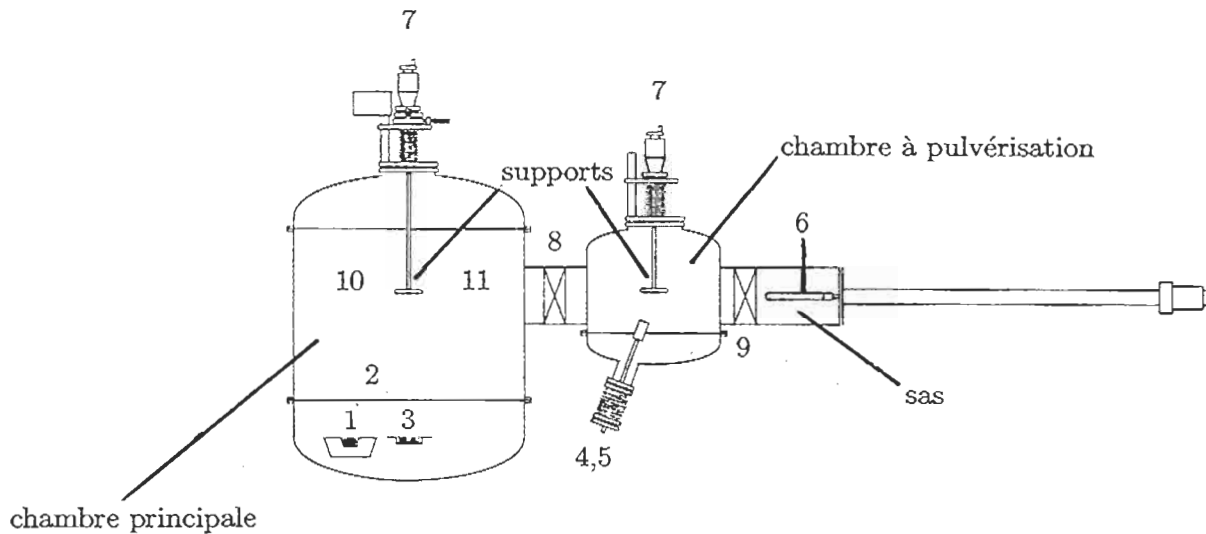


Figure 13: Les deux chambres à vide et le sas.

1. source de tantale
2. canon à électrons
3. creuset à aluminium
4. trois canons à pulvérisation:  $\text{SiO}_2$ , Al, Nb
5. FAB (Fast Atom Beam)
6. pince de transfert
7. manipulateurs
8. vanne (chambre à pulvérisation/chambre principale)
9. vanne (sas/chambre à pulvérisation)
10. spectromètre de masse
11. micro-balance à quartz

On dispose d'une pince (6) montée sur un rail qui permet de fixer et de transporter le porte échantillon d'une chambre à l'autre.

Le sas établi un vide primaire de l'ordre de  $10^{-6}$  mbar à l'aide d'une pompe turbomoléculaire. Une vanne permet le passage du sas à la première chambre où la pression vaut  $10^{-8}$  mbar environ et où l'on dépose le niobium, le dioxyde de silicium ainsi que l'aluminium avec trois canons à pulvérisation (4) de diamètre  $\varnothing_{\text{canon}} = 4$  cm. La chambre principale avec un vide de  $10^{-10}$  mbar permet la déposition de films de tantale avec un canon à électrons (2).

## 4.1 Les substrats

On utilise des substrats ( $13 \times 10 \times 0.5$  mm<sup>3</sup>) de Saphire polis R-plan ( $\alpha - Al_2O_3$ ) afin de favoriser une croissance cubique centrée du tantale [35]. La surface du substrat doit être nettoyée afin de permettre une bonne adhésion du film métallique. Pour ce faire, il est plongé dans une solution de nettoyant pour verre et soumis aux ultrasons durant un quart d'heure environ. Puis, il est rincé à l'eau distillée et nettoyé mécaniquement dans un bain d'eau à l'aide d'un bâton ouaté. Enfin, il est séché dans un four. On le monte alors sur un porte-échantillon qui sera placé sur la pince de transfert (6).

## 4.2 La déposition des films métalliques

Pour la description détaillée des méthodes utilisées ici, on voudra bien se référer à [34]. L'absorbeur de tantale est déposé à l'aide d'un canon à électrons (2). Afin de s'approcher d'une croissance épitaxiale, le substrat est chauffé à  $600^\circ\text{C}$  [35]. Il est en effet avantageux d'avoir un monocristal, afin que le libre parcours moyen (m.f.p.) des électrons soit grand. Ainsi, les quasiparticules pourront se déplacer dans l'absorbeur jusque vers la jonction en perdant le moins d'énergie possible. Idéalement, on aimerait un libre parcours moyen aussi grand que l'épaisseur du film de tantale. Pour atteindre un meilleur vide (de l'ordre de  $10^{-10}$  mbar) lors de la déposition, on refroidit un corps métallique à l'intérieur de la chambre principale avec de l'azote liquide (cryo-pompe). Le taux de déposition est contrôlé par un spectrographe de masse (10) et par une micro-balance à quartz (11) qui elle, mesure également l'épaisseur déposée. Le réglage du taux de déposition se fait manuellement en variant le courant du canon à électrons. On laisse refroidir l'échantillon durant la nuit.

A ce stade, nous sommes contraints de sortir l'échantillon du vide et de le monter sur un autre porte substrat afin de permettre la déposition des films suivants au moyen des canons à pulvérisation. Ceci provoque évidemment une dégradation de l'état de surface du tantale. C'est pourquoi, un nouveau porte échantillon sera fabriqué prochainement afin de permettre aussi bien la déposition de films avec le canon à électrons qu'avec les canons à pulvérisation. Avant de déposer l'aluminium, il faut donc nettoyer la surface du tantale. Ceci est effectué dans la chambre à pulvérisation par un bombardement de la surface avec des atomes d'argon. Ceux-ci sont produits par un FAB (Fast Atom Beam) (5) à une pression d'environ  $10^{-3}$  mbar. Le taux d'attaque est de l'ordre de  $0.1 \text{ \AA/s}$ . Il

convient ici de ne pas donner trop d'énergie à ces atomes afin d'éviter qu'ils s'implantent à la surface, ce qui causerait une dégradation de cette dernière.

L'aluminium est déposé thermiquement (3) dans la chambre principale à un taux de 4 Å/s ou avec un canon à pulvérisation (4) à un taux de 10 à 15 Å/s. L'épaisseur de l'aluminium varie entre 100 Å et 1000 Å.

L'oxydation a lieu dans le sas à une pression d'oxygène de 5 à 50 mbar pour une durée d'une à deux heures à température ambiante. L'épaisseur de la couche obtenue est de l'ordre de 10 Å. Elle est suffisamment petite pour assurer un temps de transition tunnel court.

$$\tau_{\text{tun}} = e^2 N(0) d \rho_N, \quad (13)$$

où  $e$  est la charge élémentaire,  $N(0)$  la densité d'états à la surface de Fermi,  $d$  l'épaisseur de la jonction et  $\rho_N = R_n A$ , sa résistance spécifique normale ( $A$  étant la surface et  $R_n$  la résistance normale de la jonction).

On procède alors à la seconde déposition d'aluminium. Les paramètres sont similaires à ceux de la première couche avec la différence que le taux de déposition est plus lent afin de protéger la couche d'oxyde.

Enfin, on dépose environ 1500 Å de niobium à un taux de 20 Å/s dans la première chambre avec un canon à pulvérisation (4). Il convient ici d'utiliser une bonne valeur de la pression d'argon afin de minimiser le stress du film déposé.

Voici l'état de notre échantillon à la sortie de l'installation UHV :

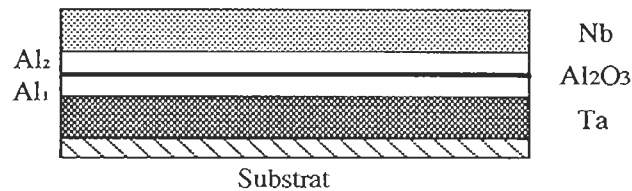


Figure 14: Les quatre couches déposées sur toute la surface du substrat.

Le tableau 1 récapitule les paramètres de déposition des films métalliques et de l'oxydation pour les trois échantillons qui seront discutés dans les résultats.

<i>Échantillon</i>	<i># 13</i>	<i># 16</i>	<i># 19</i>
Ta	<i>canon à électrons</i> d=1800 Å p <sub>in</sub> =1.8 x 10 <sup>-9</sup> mbar I=0.30 A p=9 x 10 <sup>-9</sup> mbar t=729 s	<i>canon à électrons</i> d=1800 Å p <sub>in</sub> =3 x 10 <sup>-8</sup> mbar I=0.32 A p=2.2 x 10 <sup>-8</sup> mbar t=575 s	<i>canon à électrons</i> d=1800 Å p <sub>in</sub> =3 x 10 <sup>-9</sup> mbar I=0.32 A p=2 x 10 <sup>-8</sup> mbar t=733 s
FAB	I=35 mA p=1.5 x 10 <sup>-3</sup> mbar t=8 min	I=20 mA p=2.0 x 10 <sup>-3</sup> mbar t=3 min	I=20 mA p=2.0 x 10 <sup>-3</sup> mbar t=4 min
Al <sub>1</sub>	<i>pulvérisation</i> d=200 Å p <sub>in</sub> =1.3 x 10 <sup>-7</sup> mbar dist.=26 mm p=1.2 x 10 <sup>-3</sup> mbar I=200 mA P=65 W t=19 s	<i>thermique</i> d=1000 Å p <sub>in</sub> =3 x 10 <sup>-10</sup> mbar p=1.3 x 10 <sup>-9</sup> mbar t=4 min	<i>pulvérisation</i> d=600 Å p <sub>in</sub> =2 x 10 <sup>-8</sup> mbar dist.=26 mm p=1.2 x 10 <sup>-3</sup> mbar I=300 mA P=100 W t=40 s
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	<i>thermique</i> p=50 mbar t=60 min	<i>thermique</i> p=50 mbar t=60 min	<i>thermique</i> p=5 mbar t=120 min
Al <sub>2</sub>	<i>pulvérisation</i> d=200 Å p <sub>in</sub> =8 x 10 <sup>-8</sup> mbar dist.=26 mm p=1.2 x 10 <sup>-3</sup> mbar I=200 mA P=65 W t=19 s	<i>thermique</i> d=1500 Å p <sub>in</sub> =3 x 10 <sup>-10</sup> mbar p=9 x 10 <sup>-10</sup> mbar t=6 min	<i>pulvérisation</i> d=1500 Å p <sub>in</sub> =10 <sup>-7</sup> mbar dist.=26 mm p=1.2 x 10 <sup>-3</sup> mbar I=200 mA P=67 W t=150 s
Nb	<i>pulvérisation</i> d=1500 Å p <sub>in</sub> =9 x 10 <sup>-8</sup> mbar dist.=9 mm p=1.2 x 10 <sup>-2</sup> mbar I=300 mA P=87 W t=75 s		

Table 1: Paramètres de déposition des films pour les trois jonctions présentées dans les résultats. d: épaisseur déposée / p<sub>in</sub>: pression initiale / p: pression / I: courant / P: puissance / dist.: distance canon-échantillon / t: temps.

### 4.3 La photolithographie

Ce procédé bien connu de l'industrie des semi-conducteurs nous permet de structurer nos jonctions à une précision de l'ordre de quelques microns. Il consiste en deux étapes principales: la déposition de résine photo-sensible puis l'attaque des couches métalliques non protégées par la résine.

On dépose tout d'abord la résine (*Shipley S-1400-31*) à l'aide d'une centrifugeuse afin d'en obtenir une répartition aussi homogène que possible. Puis, après avoir durci cette résine au four, on l'expose à un rayonnement ultra-violet (lampe au mercure) à travers un masque. Enfin, l'échantillon est plongé dans un révélateur et rincé à l'eau distillée. Après un second durcissement de la résine au four, l'échantillon recouvert partiellement de laque est prêt pour le transfert de la structure.

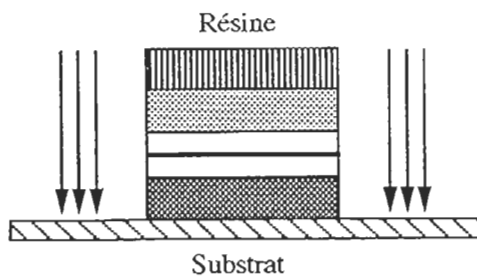
Deux techniques différentes seront utilisées suivant que l'on veuille attaquer l'aluminium d'une part, le tantale et le niobium d'autre part. Il s'agit respectivement d'une attaque chimique (*wet etching*) et d'une attaque au RIE (*Reactive Ion Etching*) [36].

L'attaquant chimique est composé de 76% d'acide phosphorique, 15% d'acide acétique, 6% d'eau et 3% d'acide nitrique. La vitesse d'attaque est de l'ordre de  $2\text{Å/s}$ .

L'installation RIE, de construction maison, est composée d'une cloche à vide (pompe à diffusion d'huile) à l'intérieur de laquelle une électrode RF de 15 cm de diamètre permet de produire un plasma d'un mélange de  $\text{SF}_6$  et d'argon dans des proportions de 5:1. Le vide de base est de l'ordre de  $10^{-5}$  mbar et la pression de gaz vaut  $4.1 \times 10^{-2}$  mbar. La puissance fournie (plasma) est de 40 W et la tension de 350 V pour une vitesse d'attaque de  $13\text{Å}$  par seconde (ordre de grandeur valable aussi bien pour le tantale que pour le niobium). Notons encore que l'on effectue une étape de passivation consistant en un plasma d'argon d'une durée d'une à deux minutes avant et après l'attaque proprement dite.

Dans une première étape (voir figure 15), on définit les quatres absorbeurs d'une longueur respective de 500, 700, 900, 1100  $\mu\text{m}$  et d'une largeur de 100 ou 200  $\mu\text{m}$  (à choix) :

a :



b :

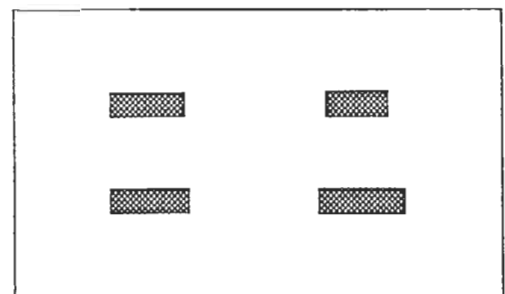
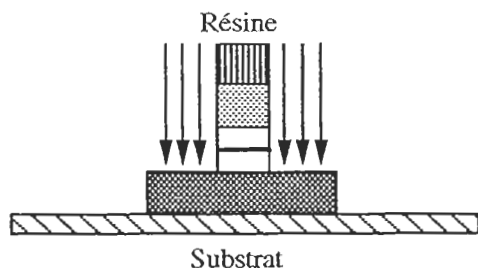


Figure 15: Vue en coupe (a) et de dessus (b) de la définition de la surface de l'absorbeur.

A l'aide d'un second masque, on définit (voir figure 16) les douze jonctions de 20 ou 60  $\mu\text{m}$  de diamètre (à choix) :

a :



b :

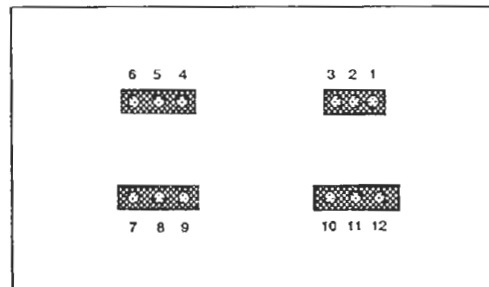


Figure 16: Vue en coupe (a) et de dessus (b) de la définition de la surface de la jonction.

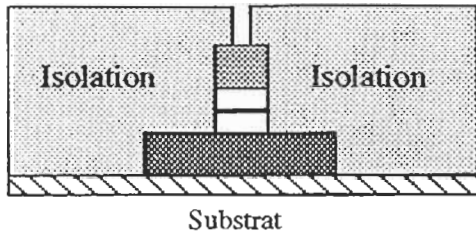
#### 4.4 La déposition d'une couche d'isolation

Les jonctions isolées sur leur absorbeur doivent à présent être contactées au monde extérieur. Afin de ne pas avoir de courts-circuits entre les électrodes venant contacter le haut et le bas de la jonction (voir figure 18), il convient de déposer une couche isolante. Nous avons tout d'abord voulu déposer du dioxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ) avec un canon à pulvérisation, mais les difficultés rencontrées telles que mauvaise isolation à froid ( $T < 100 \text{ K}$ ) pour une épaisseur de  $\text{SiO}_2$  plus grande que  $2000 \text{ \AA}$ , long temps de déposition et risques de dommages à la couche d'oxyde par une température trop élevée lors de la déposition ont favorisé le passage à une déposition thermique de monoxyde de silicium ( $\text{SiO}$ ). Signalons ici les résultats intéressants (voir figure 23) obtenus en anodisant [37] la jonction # 13 plutôt que de déposer une couche isolante. Ce procédé n'étant pas favorable aux détecteurs (piègage de quasiparticules dans la zone anodisée dû au fait que la gap est mal défini dans cette région), les efforts se sont portés sur le  $\text{SiO}$ . Tous les problèmes n'ont pas été résolus pour autant. Il semble en effet que le niobium adhère mal au  $\text{SiO}$ . C'est pourquoi la jonction # 16 présentée au § 6 n'a pas de niobium comme contre-électrode, mais se termine avec de l'aluminium. Une telle jonction devrait être refroidie à  $100 \text{ mK}$  pour servir de détecteur ( $T_c/10$  pour tuer le courant thermique). Des essais prometteurs ont été effectués en déposant une fine couche de chrome entre le  $\text{SiO}$  et le niobium, et des jonctions  $\text{Ta}/\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}/\text{Nb}$  sont actuellement en cours de fabrication.

Le  $\text{SiO}$  est déposé thermiquement dans une installation annexe et structuré par une méthode de photolithographie inverse appelée *lift off*. Typiquement, l'épaisseur de monoxyde de silicium déposée est de  $4000 \text{ \AA}$  et la pression de base vaut  $5 \times 10^{-6} \text{ mbar}$ . On utilise une résine *Shipley S-1828* plus épaisse ( $3 \mu\text{m}$  au lieu de  $1 \mu\text{m}$ ) afin de faciliter le *lift off*.

La figure 17 montre l'étape de déposition de la couche d'isolation :

a :



b :

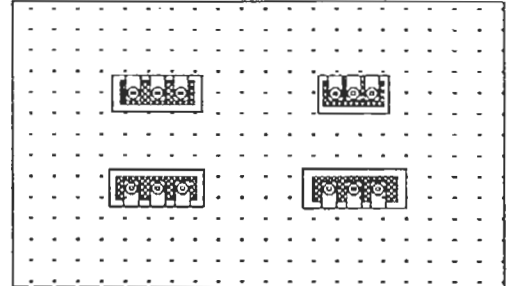


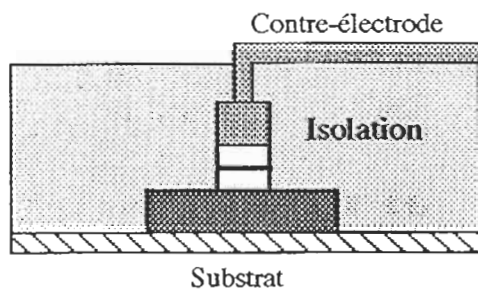
Figure 17: Vue en coupe (a) et de dessus (b) de l'échantillon après la déposition de la couche d'isolation.

#### 4.5 La contre-électrode et l'échantillon terminé

Il ne reste alors plus qu'à déposer les contacts de niobium ou d'aluminium avec un canon à pulvérisation, après avoir préalablement nettoyé la surface au FAB en prenant les mêmes précautions qu'au § 4.2 afin de ne pas détruire la barrière d'oxyde par une température excessive. La technique du lift off mentionnée au § 4.4 est de nouveau utilisée ici et les fils d'amenée ont une largeur de  $5 \mu\text{m}$  seulement afin d'empêcher les quasiparticules de l'absorbant de diffuser dans les contacts.

La figure 18 montre l'aspect des douze jonctions et de leurs contacts à la fin du procédé de fabrication.

a :



b :

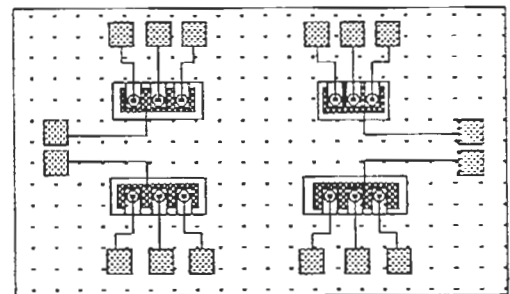


Figure 18: Vue en coupe (a) et de dessus (b) de l'échantillon terminé.

Ci-dessous, la figure 19 est la photographie de l'échantillon terminé.

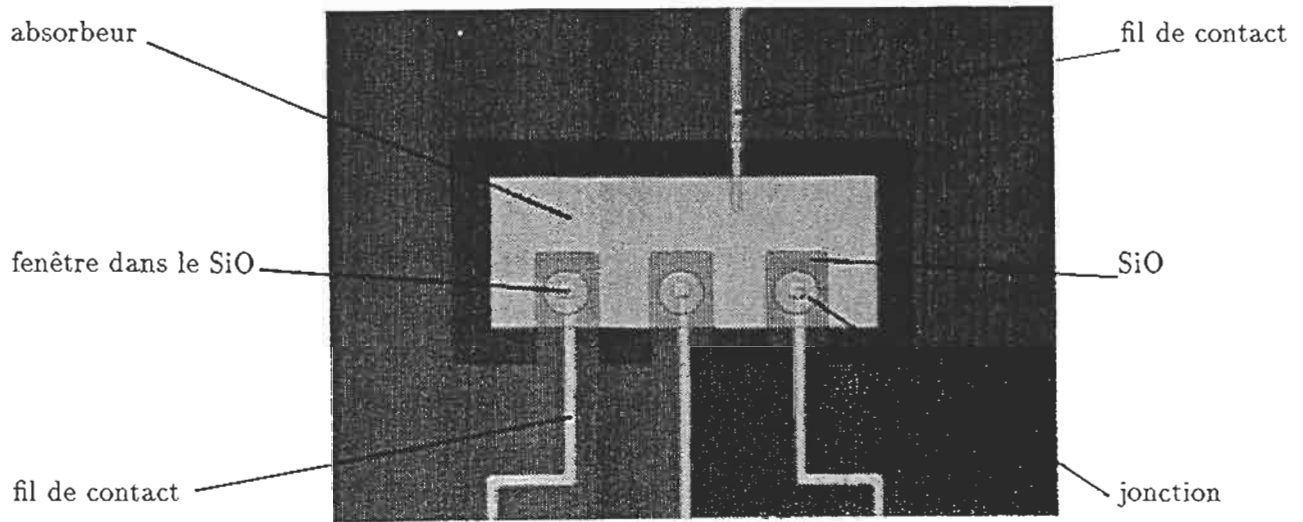


Figure 19: Photo (agrandie 100 fois) d'un absorbeur avec ses trois jonctions.

## 5 Cryogénie

Les douze jonctions se trouvant sur l'échantillon sont maintenant prêtes à être mesurées. Pour ce faire, nous devons les refroidir à une température de 400 mK afin de se trouver à environ  $T_c/10$  (voir § 2.2.2). La température critique considérée ici est celle de la jonction, calculée en tenant compte de l'effet de proximité [38]. Pour atteindre cette température, notre groupe dispose d'un cryostat à  $^3\text{He}$  représenté schématiquement ci-dessous. Pour la description détaillée des méthodes cryogéniques utilisées ici, on voudra bien se référer à [39].

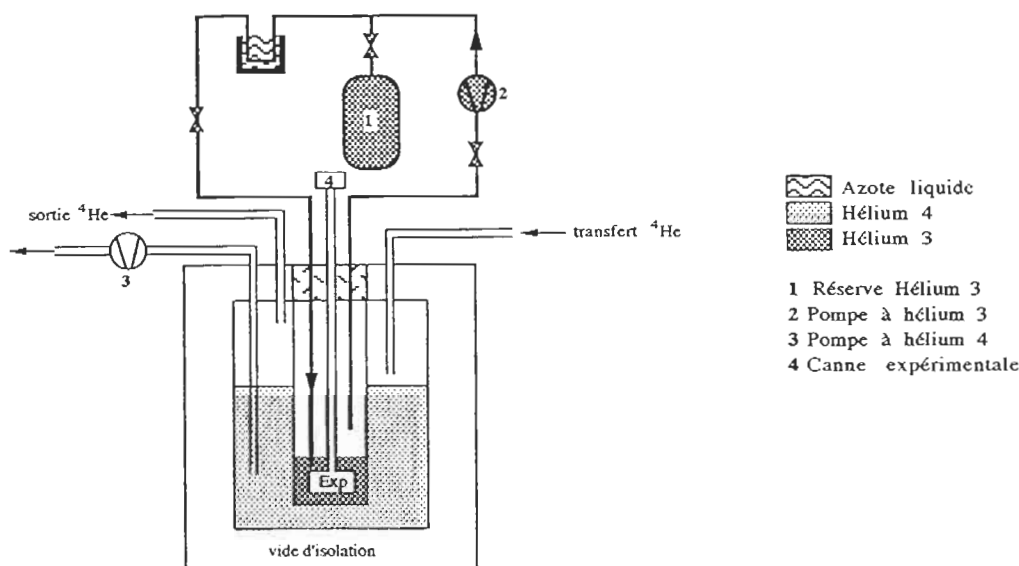


Figure 20: Schéma du cryostat à  $^3\text{He}$ .

On commence par contacter les jonctions sur la canne à l'aide d'indium ou de peinture d'argent. Il s'agit d'une mesure à quatre points (voir figure 2). La conception du porte-échantillon permet de contacter deux jonctions ayant le même absorbeur (voir figures 18 et 19). La cavité de l'expérience est pompée et mise à une pression de 10 mbar d' $^4\text{He}$ .

La canne est ensuite insérée dans le cryostat et on pré-refroidit à l'azote liquide. Après une heure environ, on sort tout l'azote liquide et le transfert automatique d' $^4\text{He}$  peut être installé. Lorsque la cavité à  $^4\text{He}$  est remplie, on pompe sur le bain afin d'atteindre une température de 2.2 K. On introduit alors lentement l' $^3\text{He}$  en le faisant passer dans une trappe d'azote liquide afin de le pré-refroidir et de piéger d'éventuelles molécules d'eau. Une fois que tout l' $^3\text{He}$  se trouve dans le cryostat, on le laisse condenser. Alors seulement on pompe sur l' $^3\text{He}$ , tout en ajustant la vanne pointeau régulant l'arrivée d' $^3\text{He}$  dans le cryostat afin d'obtenir une circulation stable. La température du bain d' $^3\text{He}$  est mesurée à l'aide d'une résistance au germanium.

Lors de ces manipulations, la résistance d'une jonction en fonction de la température est mesurée à l'aide d'un lock-in ou d'un  $\mu$ -ohmmètre (voir figures 21 et 22). Ces mesures sont utiles car elles permettent de déterminer le Rapport de Résistivité Résiduelle (RRR) de la jonction et renseignent sur la qualité des couches déposées.

Le RRR nous permet de calculer la valeur du libre parcours moyen des électrons (c.f. § 4.2). En effet, selon la théorie de Drude, la résistivité  $\rho$  d'un métal vaut:

$$\rho = \frac{m}{ne^2\tau}, \quad (14)$$

$n$  étant la densité électronique,  $e$  la charge élémentaire,  $\tau$  le "temps de collision" et  $m$  la masse de l'électron.

Soit alors le libre parcours moyen (théorie de Sommerfeld) :

$$l = v_F \cdot \tau \quad \text{où } v_F \text{ est la vitesse de Fermi.} \quad (15)$$

On en déduit alors que  $\rho \cdot l = \frac{mv_F}{ne^2} = \text{const.}$

Donc, si l'on mesure le  $RRR = \rho_{300K} / \rho_{10K}$ , on obtient:  $l_{10K} = RRR \frac{mv_F}{ne^2 \rho_{300K}}$ .

La figure 21 montre la décroissance de la résistance d'un film de niobium de bonne qualité en fonction de la température. La région linéaire (entre 300 K et 40 K) reflète une résistance électrique due aux collisions électrons-phonons. Puis, entre 40 K et la température de transition, la résistance est constante car due principalement à des collisions électrons-impuretés ou électrons-défauts de la structure cristalline.

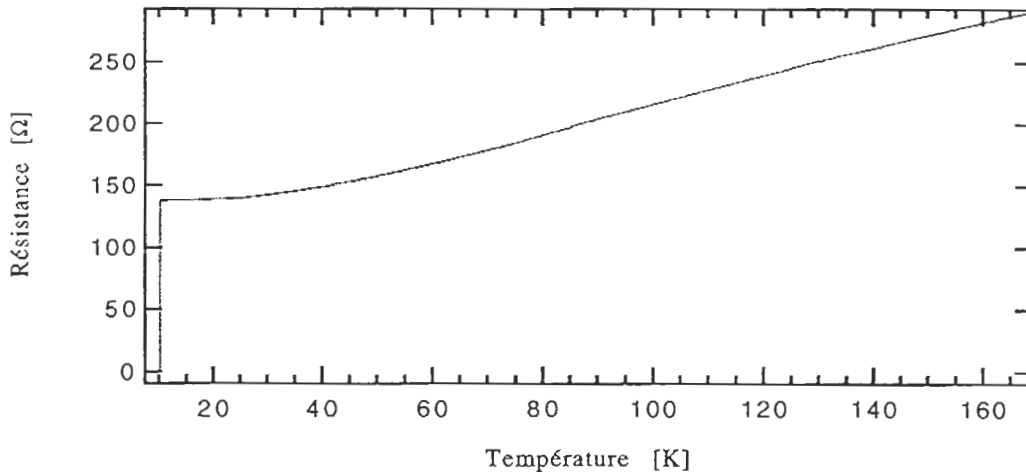


Figure 21: Résistance d'un film de Nb en fonction de la température.

Il arrive que les films déposés soient pollués ou stressés ou que les contacts soient endommagés, ce qui conduit à des courbes  $R(T)$  pour le moins “artistiques”. Ceci s’explique par le fait que les parties défectueuses ont des  $T_c$  différents. Ci-dessous, en figure 22, on peut voir un cas typique dû à des inhomogénéités d’un film de niobium.

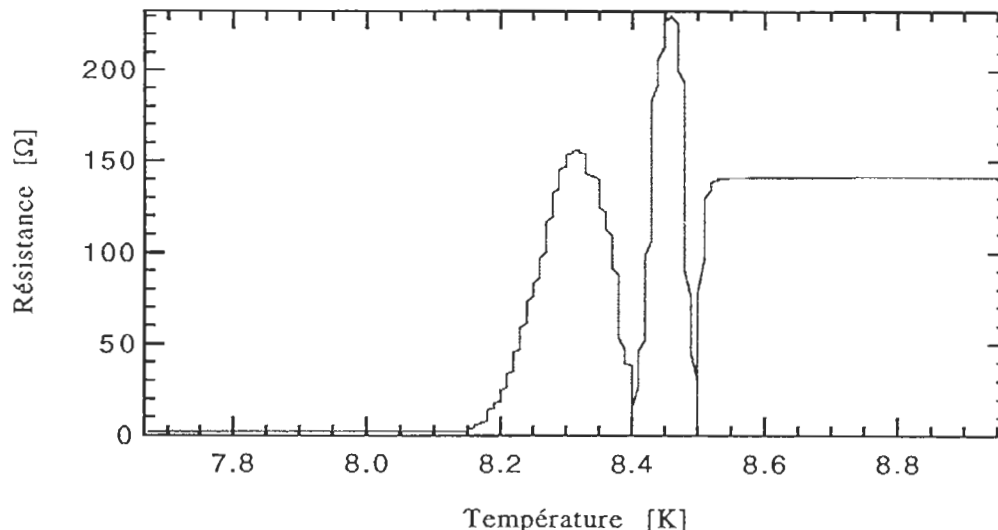


Figure 22: Résistance d’un film de Nb inhomogène (stressé) en fonction de la température.

Lorsque nos jonctions contiennent un partie de film métallique ou d’un contact défectueux, on ne parvient déjà plus à atteindre une résistance nulle à basse température. Cela signifie que les caractéristiques courant/tension (IV) que l’on souhaite mesurer sont déformées par cette résistance résiduelle. Les structures intéressantes à observer sur une courbe IV risquent même d’être totalement masquées. La solution de secours est alors d’effectuer une mesure à deux points et de compenser la résistance en série des fils et la résistance résiduelle par l’électronique.

Une source de courant est utilisée pour tracer ces courbes IV et un oscilloscope permet une première observation. On règle alors la compensation (mesure à deux points), l’amplitude et la fréquence de balayage de la courbe IV sur la source de tension. Les données (courbes IV) sont alors enregistrées soit sur papier millimétrique à l’aide d’un traceur, soit directement sur l’ordinateur au moyen de deux voltmètres.

La température est mesurée avec une résistance d’oxyde de ruthénium. Un contrôleur de température *LakeShore* permet, grâce à une résistance de chauffage, d’établir des températures stables choisies par l’expérimentateur.

Afin d’annuler le courant Josephson (voir figure 5), on dispose d’une bobine supraconductrice ( $Nb_3Sn$ ) se trouvant autour de la cavité expérimentale et qui, par conséquent, est plongée dans le bain d’ $^3He$ .

## 6 Résultats

Je vais montrer ici les propriétés principales des jonctions qui sont parvenues en fin de fabrication et qui ont une caractéristique IV non-linéaire.

Le courant traversant la barrière d'oxyde pour une tension appliquée  $V = \frac{\Delta}{e}$  a trois contributions: premièrement le courant thermique  $I_{\text{th}}$  qui diminue exponentiellement avec la température, deuxièmement un éventuel courant de fuite  $I_{\text{fuite}}$  indépendant de la température et troisièmement le courant  $I_{\gamma_x}$  dû aux quasiparticules créées par un photon X absorbé.

$$I = I_{\text{th}} + I_{\text{fuite}} + I_{\gamma_x} \quad \text{avec} \quad I_{\text{th}} \sim e^{-\Delta/k_B T}. \quad (16)$$

Pour avoir un bon détecteur, il faut que les deux premières contributions soient minimales. Le courant thermique est minimisé en refroidissant la jonction à une température de l'ordre de  $T_c/10$ . Le courant de fuite, lui, peut avoir différentes origines telles que des inhomogénéités dans la couche d'oxyde, une épaisseur insuffisante de cette même couche d'oxyde, des courts-circuits aux bords de la jonction ou encore une mauvaise qualité de la couche d'isolation. L'épaisseur de la barrière peut être modifiée en variant la pression d'oxygène et/ou le temps d'oxydation lors de la fabrication. Les courts-circuits aux bords de la jonction sont, eux, probablement dus à une attaque insuffisamment précise lors de la photolithographie de la jonction. Ce problème pourrait être résolu en améliorant la qualité de l'attaque (chimique ou RIE) ou en anodisant les bords de la jonction avec les inconvénients mentionnés au § 4.4.

Le premier échantillon "mesurable" a été obtenu par anodisation (voir § 4.4) et n'a pas de couche d'isolation (ni SiO, ni SiO<sub>2</sub>). Il s'agit de l'échantillon # 13 dont la courbe IV est représentée à la figure 23. Ces données ont été prises à une température de 3.1 K et sans champ magnétique ( $\vec{B} = 0$ ).

Cette jonction présente certains défauts. Tout d'abord, elle a une résistance résiduelle qui nous contraint à effectuer une mesure à deux points afin de pouvoir la compenser (voir § 5). Ensuite, on constate qu'il doit y avoir un point faible sur les fils de contact, vraisemblablement une inhomogénéité de la couche de niobium. Cela a pour conséquence que le courant critique de cette région  $I_{\text{c.p.f.}}$  est plus petit que sur le reste de l'échantillon. Donc, dès que le courant traversant la jonction dépasse  $I_{\text{c.p.f.}}$ , le point faible transite à l'état normal et dissipe de la chaleur ce qui provoque alors la transition de tout l'échantillon à l'état normal. Lorsqu'on parcourt la courbe IV en augmentant la tension, le courant traversant la jonction est soudain plus grand que  $I_{\text{c.p.f.}}$  et la transition de l'échantillon à l'état normal se manifeste par une grande résistance électrique. On voit une manifestation de ce phénomène sur la courbe 1 de la figure 23. La pente horizontale de cette courbe, pour des tensions  $V > 1.4$  mV décroissantes (voir ←), témoigne de la grande résistance électrique. On notera la structure d'hystérèse de cette caractéristique IV.

On constate également que l'allure des courbes IV ne correspond pas tout à fait avec celle calculée théoriquement (voir figure 8). Néanmoins, on remarque 2 structures de marche d'escalier qui pourraient bien avoir leurs origines dans les discontinuités attendues pour  $V = \frac{\Delta_1 \pm \Delta_2}{e}$ . Afin de s'en convaincre, calculons  $\Delta_1 = \Delta_{Ta/Al}$  et  $\Delta_2 = \Delta_{Al/Nb}$  à partir des valeurs mesurées. On a  $\Delta_1 + \Delta_2 = 1.2$  meV et  $\Delta_2 - \Delta_1 = 0.4$  meV ce qui nous donne  $\Delta_{Ta/Al} = 0.4$  meV et  $\Delta_{Al/Nb} = 0.8$  meV en accord avec les mesures effectuées par Lerch et al. [40].

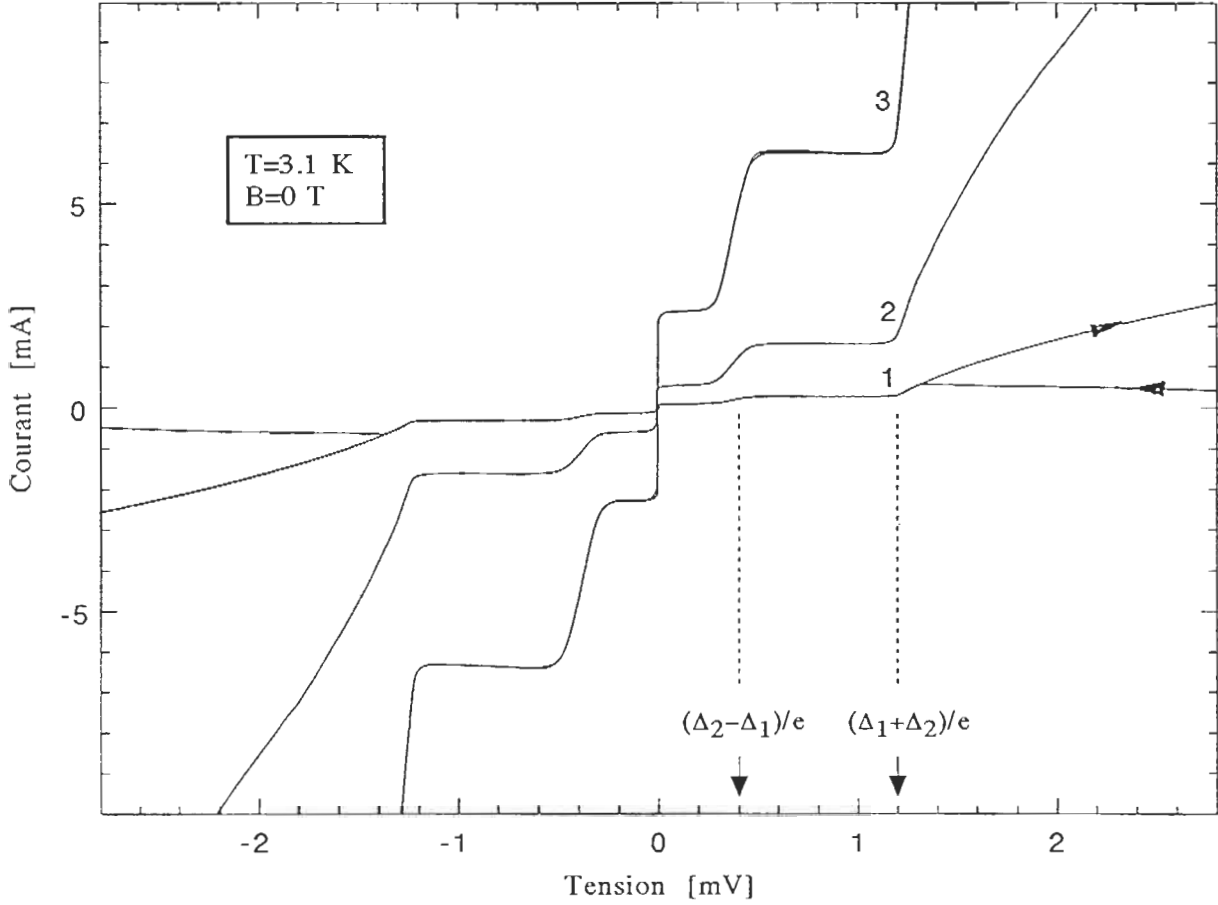


Figure 23: Caractérisitque Courant/Tension de l'échantillon # 13 isolé par anodisation. Les trois courbes correspondent à la même mesure mais sont représentées à des échelles différentes: la courbe 1 est à l'échelle, la courbe 2 est dilatée 5 fois en ordonnée et la courbe 3 est dilatée 20 fois en ordonnée.

Par la suite, nous avons isolé nos jonctions avec du SiO. Des problèmes d'adhérence du niobium sur le SiO ainsi que des problèmes de stress de ce même film nous ont conduit à faire une jonction sans niobium. La contre-électrode de l'échantillon # 16 est donc en aluminium. Cela a pour conséquence qu'il faut travailler à plus basse température étant donné que la température critique de l'aluminium est plus basse que celle obtenue par effet de proximité pour un bilame Al/Nb. Cet échantillon a des caractéristiques IV tout à fait intéressantes.

La figure 24 montre des courbes IV de la jonction # 1612 prises à différentes températures et avec un champ magnétique appliqué de 25 Gauss. On voit alors clairement la dépendance du gap  $\frac{\Delta_1 + \Delta_2}{e}$  en fonction de la température.

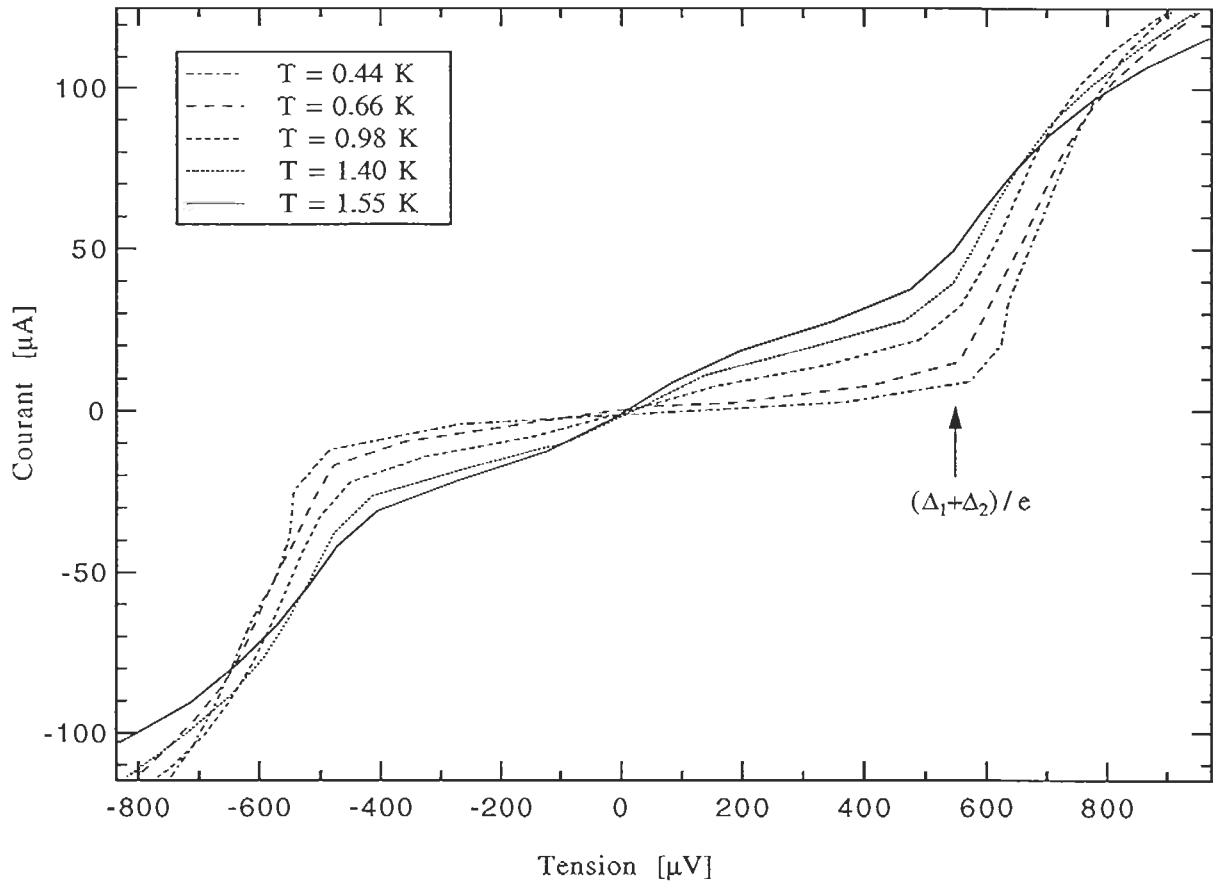


Figure 24: Caractéristiques Courant/Tension prises à différentes températures de la jonction # 1612 soumise à un champ magnétique de 25 Gauss. (Mesure à 2 points compensée.)

A partir des courbes IV de la figure 24, on a mesuré le courant thermique à une tension fixée à  $300 \mu\text{V}$  pour les cinq températures de mesures. Ces valeurs de courant sont reportées en fonction de  $1/T$  sur la figure 25. On a également reporté sur cette figure les courants thermiques calculés en annexe.

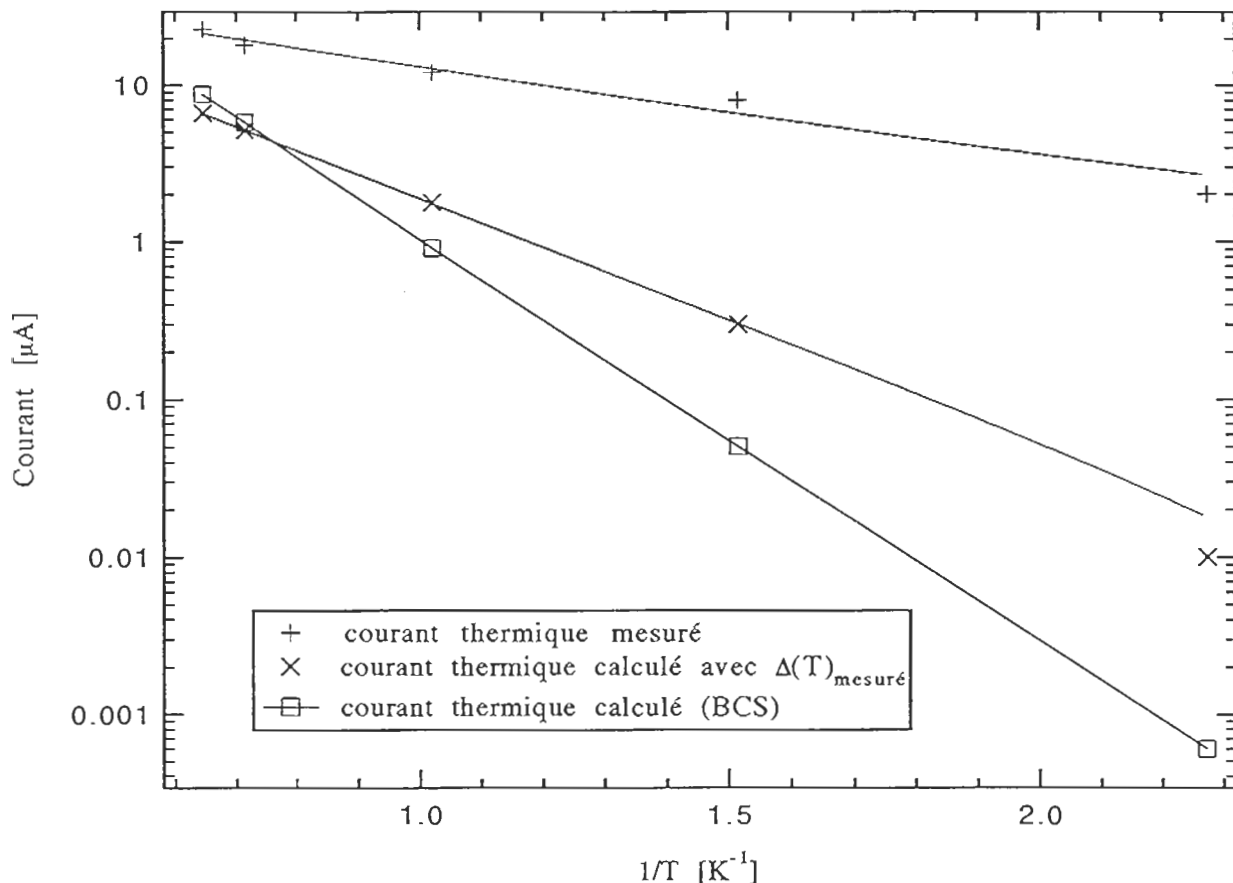


Figure 25: Dépendance du courant thermique pour une tension de  $300 \mu\text{V}$  en fonction de la température. Les trois courbes représentées correspondent de haut en bas aux valeurs mesurées, aux calculs effectués en considérant la largeur de bande interdite mesurée et aux valeurs calculées selon la théorie BCS (voir annexe).

De la figure 25, on peut tirer les conclusions suivantes. Tout d'abord, il semble que le courant thermique mesuré ait la dépendance exponentielle voulue en température ( $e^{-\Delta/k_B T}$ ) pour le domaine étudié soit de 0.44 K à 1.55 K. Il faut néanmoins préciser que le courant de fuite éventuel (indépendant de la température) ne peut être mesuré qu'à des températures plus basses, de l'ordre de  $T_c/10$ , là où la contribution thermique au courant est devenue négligeable. Ensuite, on voit que les deux façons différentes de calculer ce courant ne concordent pas tout à fait avec nos valeurs. Rappelons que ces calculs supposent une jonction symétrique ( $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$ ) et une température  $T \ll \Delta/k_B$ .

Ni l'une ni l'autre de ces deux conditions ne sont remplies dans notre cas. Malgré cela, il y a déjà une amélioration lorsqu'on considère la largeur de bande mesurée  $\Delta(T)_{mes}$ . (c.f. graphique 24) plutôt que celle calculée selon la théorie BCS.

L'échantillon # 16 a été refroidi une seconde fois sans dommages et, en figure 26, on peut voir des caractéristiques IV prises à différentes températures, pour un champ magnétique appliqué nul. Ici, on observe la dépendance du courant Josephson  $I_c$  en fonction de la température. En effet,  $I_c$  décroît pour des températures croissantes.

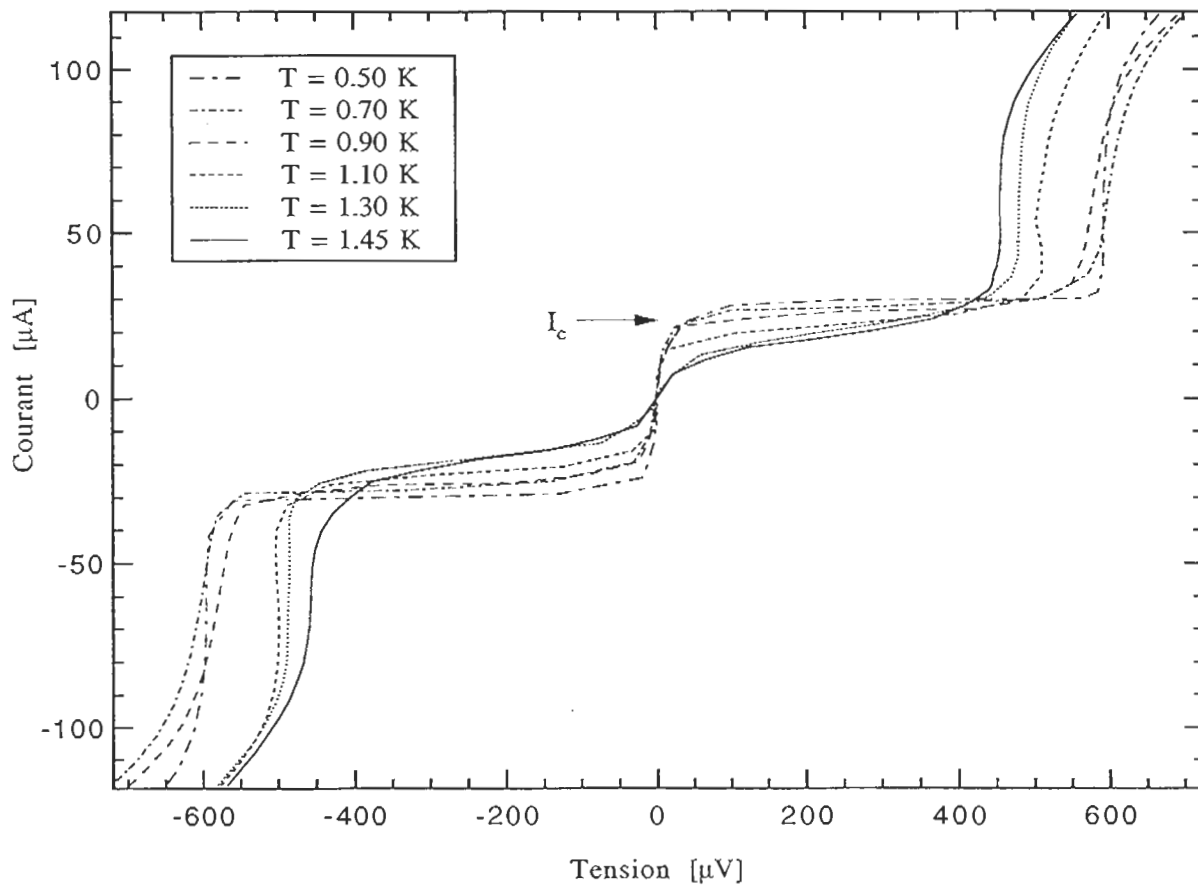


Figure 26: Caractéristiques Courant/Tension prises à différentes températures de la jonction # 1604. (Mesure à 2 points compensée.)

Notons que l'échantillon # 16 est homogène sur toute sa surface. Des mesures sur des jonctions localisées à différents endroits du substrats ont montrés des résultats similaires. La résistance normale  $R_n$  (pente de la courbe IV pour  $V > \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{e}$ ) vaut environ  $8 \Omega$ . Cette résistance normale est directement liée à l'épaisseur de la barrière d'oxyde et au

temps de transition tunnel (voir § 4.2). Pour cet échantillon, la barrière d'oxyde a été produite par une oxydation thermique d'une durée d'une heure à 50 mbar de pression d'oxygène.

Un second échantillon sans niobium sur la contre-électrode (# 19) a encore été préparé avec une barrière d'oxyde produite thermiquement à une pression d'oxygène de 5 mbar pendant deux heures.

Sur la figure 27, qui montre une courbe IV de la jonction # 1904 prise à une température de 460 mK et sans champ magnétique appliqué, on constate que la résistance normale  $R_n = 2\Omega$ . Il semble donc que l'on soit en mesure de produire la barrière d'oxyde avec un bon contrôle de son épaisseur en variant les paramètres de l'oxydation thermique. De plus,  $\frac{\Delta_1 + \Delta_2}{e}$  vaut 0.45 mV, ce qui, avec  $\Delta_2 = \Delta_{Al} = 0.18$  meV, donne une valeur pour  $\Delta_1 = \Delta_{Ta/Al}$  de 0.27 meV qui, d'après les mesures effectuées par Lerch et al. [40], est de l'ordre de grandeur attendu.

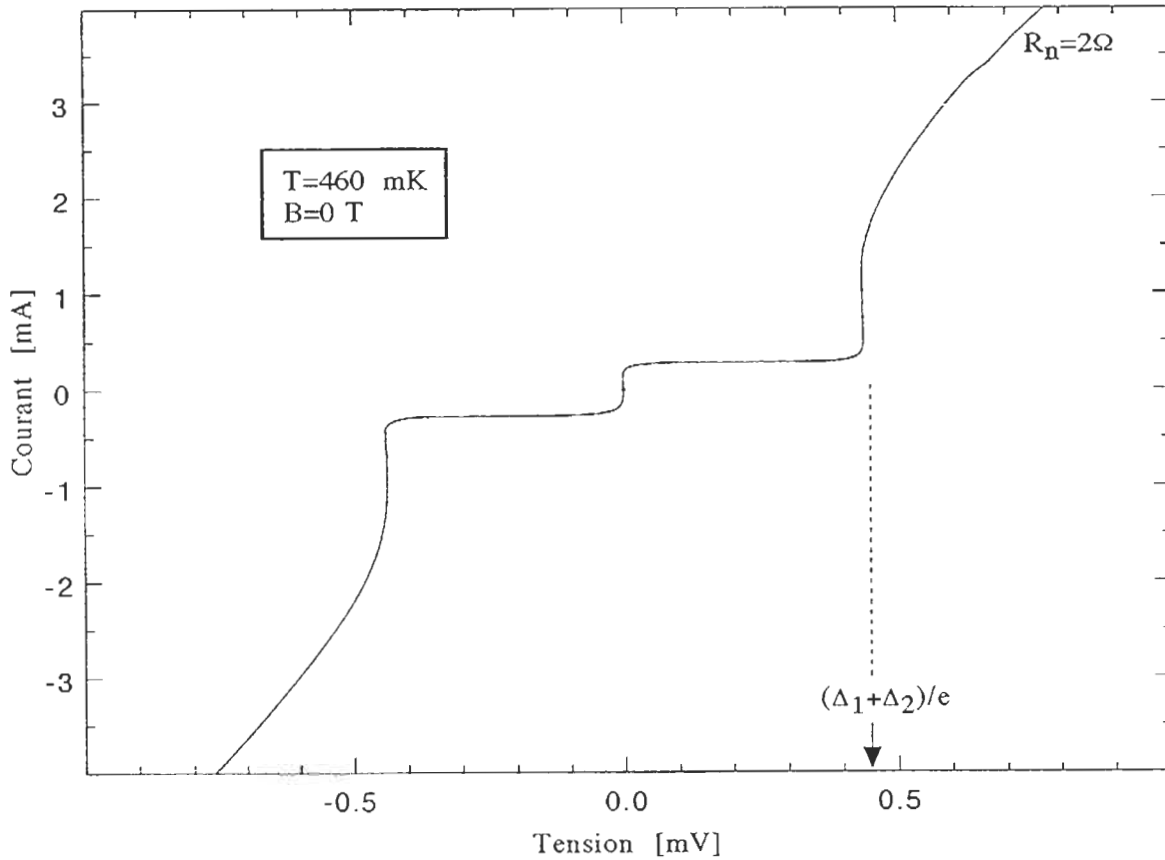


Figure 27: Caractéristique Courant/Tension de la jonction # 1904. (Mesure à 2 points compensée.)

La figure 28 est une caractéristique IV mesurée à 512 mK et sans champ magnétique appliqué des deux jonctions # 1904 et # 1905 branchées en série. La valeur de la résistance normale est alors le double de celle mesurée pour la jonction # 1904. Le courant Josephson  $I_c$  est vraisemblablement annulé par du flux magnétique trappé dans l'une ou l'autre des jonctions.

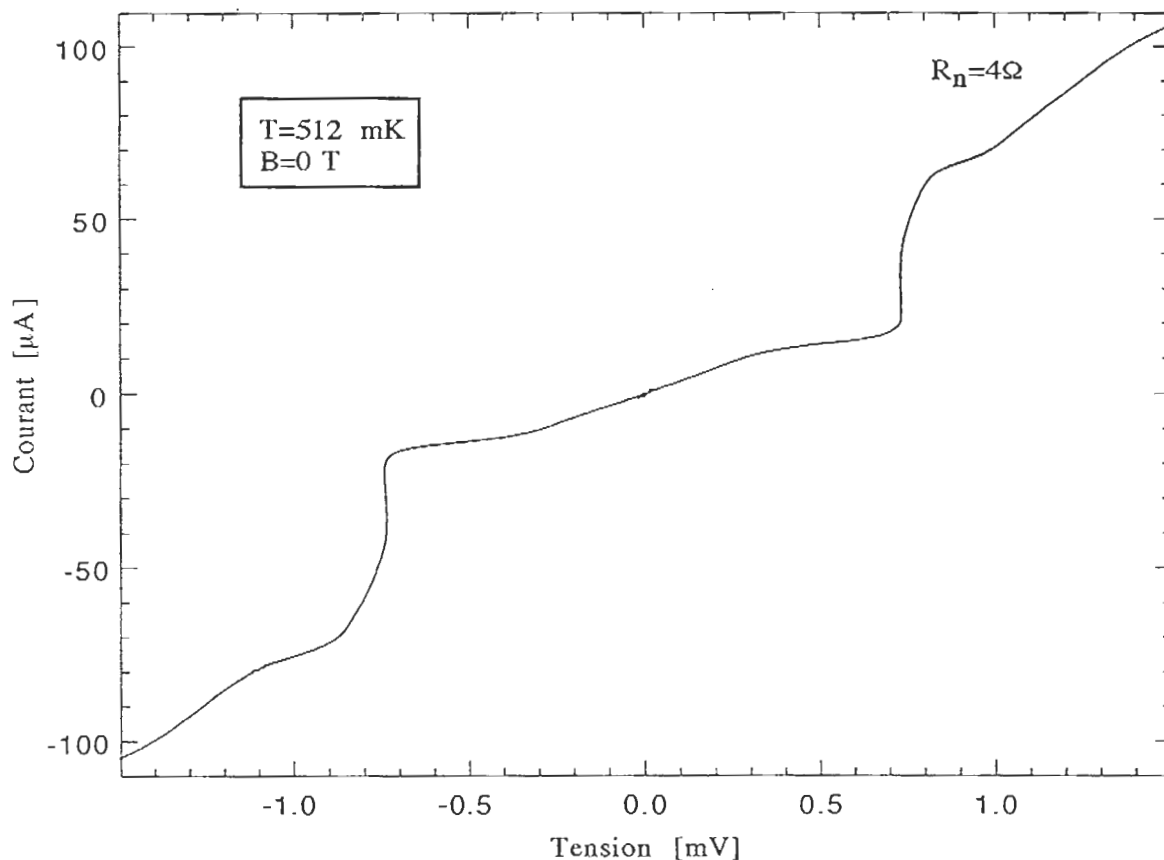


Figure 28: Caractéristique Courant/Tension des jonctions # 1904 et # 1905 branchées en série. (Mesure à 2 points compensée.)

J'aimerais faire ici quelques remarques à propos de ces trois échantillons. L'anodisation de l'échantillon # 13 a donné des résultats meilleurs que prévus. En effet, l'anodisation avait plutôt été prévue comme complément d'une isolation au SiO ou au SiO<sub>2</sub> et non pas comme unique moyen d'isolation. Nous avons donc ici une jonction qui, même si elle n'est pas parfaite, laisse envisager de bons résultats avec cette méthode. Si nous n'avons pas poursuivi dans cette direction, c'est en raison des problèmes que l'anodisation pose en vue de l'utilisation de la jonction comme détecteur (voir § 4.4).

Les échantillons # 16 et # 19 ont montrés que les nombreuses difficultés rencontrées lors de la fabrication ne sont vraisemblablement pas dues à un problème de fond du procédé mais plutôt à des ennuis technologiques liés principalement à la couche d'isolation de SiO ou SiO<sub>2</sub> et à la qualité du niobium. On a alors pu mesurer certaines caractéristiques propres aux jonctions telles que le courant critique en fonction de la température  $I_c(T)$ , la largeur des bandes interdites en fonction de la température  $\frac{\Delta_1+\Delta_2}{e}(T)$  et la résistance normale de la jonction  $R_n$  en fonction des paramètres d'oxydation. Malheureusement, il faudrait pouvoir refroidir ces jonctions à des températures de l'ordre du dixième de Kelvin pour minimiser le courant tunnel thermique et ainsi avoir une idée de la valeur du courant de fuite, de la résistance statique  $R_s$  (résistance au point de travail  $V \sim \frac{\Delta_1+\Delta_2}{2e}$ ) ainsi que de la conductance  $dI/dV$  quand  $T \rightarrow 0$  qui nous fournirait une mesure de la densité d'états  $N(E)$  [30]. Ceci est réalisable à l'aide d'un cryostat à dilution (<sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He) et sera probablement effectué ultérieurement avec l'aide d'un autre groupe du PSI. De plus, les mesures ont été délicates à cause de la très grande sensibilité des jonctions au champ magnétique (du flux magnétique a souvent été piégé dans la jonction mesurée). Il serait de plus à l'avenir fort utile de construire une cage de Faraday afin d'écranter les sources externes de perturbations électriques.

## 7 Conclusions

Ce travail de diplôme apporte une petite contribution à un projet plus vaste de développement de détecteurs cryogéniques de rayons X mené dans le département d'astrophysique du PSI. Le sujet plus précis des jonctions SIS avec absorbeur au tantale auquel j'ai participé est le thème de la thèse de doctorat de Fred Finkbeiner. Dans cet environnement, ma tâche a consisté à développer, en collaboration avec Fred Finkbeiner et Philippe Lerch, le procédé de fabrication STEP et à mesurer les premières jonctions qui en sont issues.

Dans cette optique, on peut dire que les buts fixés ont été atteints. Néanmoins, le procédé est encore loin d'être parfait et il va s'agir d'en améliorer et/ou d'en modifier certaines étapes. Mais revenons un peu en arrière, pour estimer les progrès effectués.

Tout d'abord, il a fallu beaucoup de temps, de patience et de persévérance pour enfin parvenir au terme des six étapes de fabrication et obtenir un échantillon terminé. Si l'échantillon réalisé a la géométrie souhaitée, cela ne veut pas dire pour autant qu'il s'agisse d'une bonne jonction. En effet, le premier échantillon qui soit arrivé en fin de fabrication, le # 9, s'est révélé être de qualité médiocre. Par la suite, un premier progrès a été obtenu en utilisant l'anodisation plutôt qu'un isolant du type SiO. Puis, les jonctions sans niobium sur la contre-électrode ont permis à nouveau de progresser et d'obtenir des résultats encourageants. Parmi les principaux progrès, citons le fait que le cyclage thermique ne semble pas endommager les jonctions, qu'une bonne homogénéité de l'échantillon sur toute sa surface a été constatée et enfin, ces résultats ont été reproduits avec en plus une maîtrise de la qualité de la couche d'oxyde.

Parmi les améliorations à effectuer, il convient d'optimiser la déposition de la couche de niobium afin d'obtenir des films sans stress et de pouvoir fabriquer des jonctions Ta/Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Al/Nb. Ensuite, il va falloir déterminer si les courts-circuits observés proviennent d'une attaque photolithographique de qualité insuffisante, auquel cas il faudrait résoudre le problème par une géométrie différente. Si la couche d'oxyde s'avérait être trop mince malgré une long temps d'oxydation à des pressions d'oxygène supérieures à 50 mbar, on pourrait alors songer à effectuer une *double oxydation* consistant à redéposer une fine couche d'aluminium après la première oxydation, puis d'oxyder cette seconde couche avec pour résultat la production d'une couche isolante deux fois plus épaisse [41]. Enfin, le point le plus faible de notre procédé demeure la couche d'isolation. La déposition de SiO<sub>2</sub> au canon à pulvérisation a été abandonnée pour les raisons évoquées au § 4.4 et remplacée par une déposition thermique de SiO. Bien que l'on ait réussi à obtenir une bonne isolation avec ce procédé, il pose toutefois des problèmes d'adhérence du niobium sur le SiO. Une solution serait d'isoler nos jonctions avec du saphire (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) [42, 43].

Finalement, je dirais que malgré les nombreux problèmes rencontrés, ce travail permet d'envisager avec optimisme la suite du développement de ce type de détecteurs.

## 8 Annexe

L'équation 12 doit être intégrée numériquement, mais, pour le cas où les deux supraconducteurs sont identiques ( $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$ ) et pour  $T \ll \Delta/k_B$  et  $eV < 2\Delta$ , le courant tunnel est approximé par:

$$I_{ss} = \frac{2G_n}{e} e^{-\Delta/k_B T} \left( \frac{2\Delta}{eV + 2\Delta} \right)^{1/2} (eV + \Delta) \left( \sinh \frac{eV}{2k_B T} \right) K_0 \left( \frac{eV}{2k_B T} \right), \quad (17)$$

où  $K_0$  est la fonction de Bessel modifiée d'ordre zéro.

Ainsi, pour une largeur de bande interdite calculée selon la théorie BCS:  $\Delta(T) \cong 3.2k_B T_c (1 - T/T_c)^{1/2}$  et pour des température identiques à celles des mesures représentées sur le graphique 24, on obtient les caractéristiques IV suivantes:

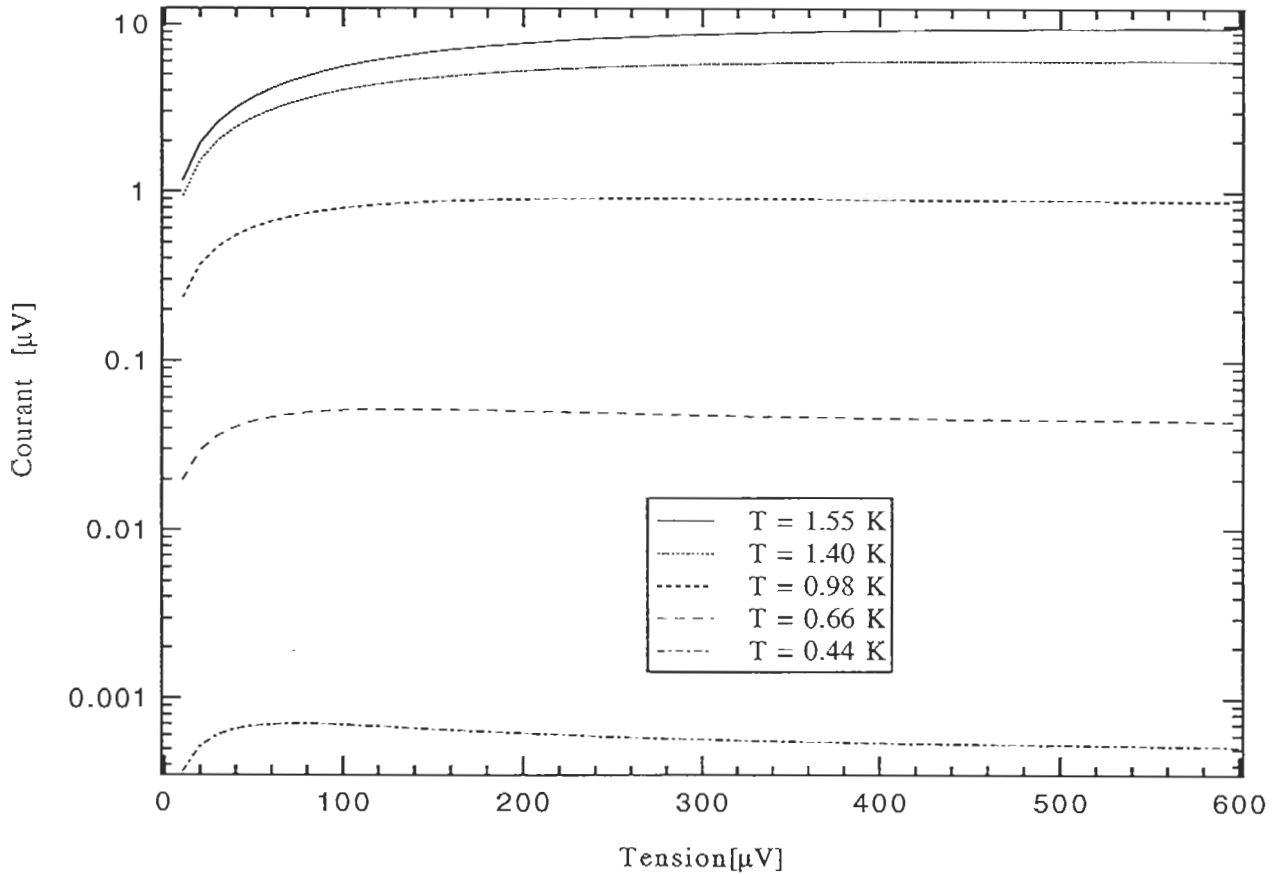


Figure 29: Caractéristique Courant/Tension calculée pour  $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$  (BCS),  $T \ll \Delta/k_B$  et  $eV < 2\Delta$ .

Pour une largeur de bande interdite mesurée sur les courbes IV du graphique 24, on obtient les caractéristiques IV suivantes:

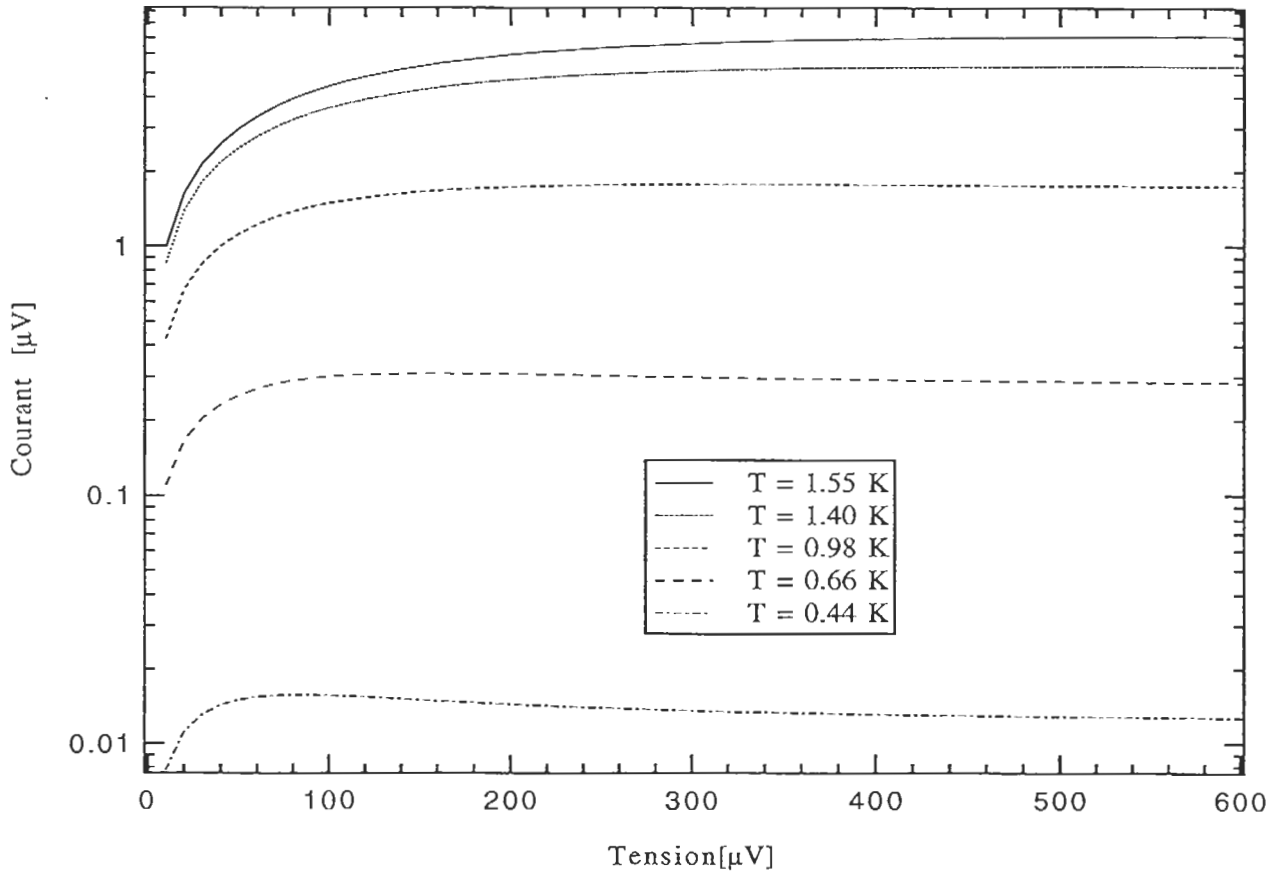


Figure 30: Caractéristique Courant/Tension calculée pour  $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_{mes}$ ,  $T \ll \Delta/k_B$  et  $eV < 2\Delta$ .

On notera la pente négative de ces courbes pour  $0 \leq U < 2\Delta/e$ .

## Bibliographie

- [1] R. Giacconi, H. Gursky, F.R. Paolini, B.B. Rossi, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 439 (1962).
- [2] L. Stodolsky, Neutrino and dark matter detection at low temperature, *Physics Today*, **August**, 24 (1991).
- [3] N.E. Booth, R.J. Gaitskell, D.J. Goldie, A.C. Howman, C. Patel, G.L. Salomon, *Nucl. Instr. and Meth. A* **315**, 201 (1992).
- [4] S. S. Holt, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **20**, 323 (1982).
- [5] R. Mewe, *The Astron. Astrophys. Rev.* **3**, 127 (1991).
- [6] D. H. Andrews, R. D. Fowler, M. C. Williams, *Phys. Rev.* **76**, 154 (1949).
- [7] G. H. Wood, B. L. White, *Appl. Phys. Lett.* **15**, 237 (1969).
- [8] M. Kurakado, H. Mazaki, *Nucl. Instr. and Meth.* **185**, 141 (1981).
- [9] U. Fano, *Phys. Rev.* **72**, 26 (1947).
- [10] C. A. Mears, S. E. Labov, A. T. Barfknecht, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 2961 (1993).
- [11] J. L. Culhane, *Nucl. Instr. and Meth. A* **310**, 1 (1991).
- [12] B. Cabrera, L. M. Krauss, F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 25 (1985).
- [13] N. Wang, F. C. Wellstood, B. Sadoulet, E. E. Haller, J. Beeman, *Phys. Rev. B* **41**, 3761 (1990).
- [14] A. Alessandro, C. Brofferio, D. V. Camin, O. Cremonesi, E. Fiorini, G. Gervasio, A. Giuliani, M. Pavan, G. Pessina, E. Previtali, L. Zanotti, *Phys. Lett. B* **285**, 176 (1992).
- [15] W. Seidel, G. Forster, W. Christen, F. von Feilitzsch, H. Göbel, F. Pröbst, R. L. Mößbauer, *Phys. Lett. B* **236**, 483 (1990).
- [16] L. Gonzales-Mestres, D. Perret-Gallix, Proc. Wksp. on Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter II, page 295, Ed. Frontières (1988).
- [17] M. A. Scherschel, *Supraleitende Streifendetektoren*, thèse de doctorat N<sup>o</sup> 10220 de l'EPFZ, 1993.
- [18] I. Giaever, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 147; 464 (1960).
- [19] D. Twerenbold, A. Zehnder, *J. Appl. Phys.* **61**, 1 (1987).
- [20] W. W. Rothmund, *Supraleitende Tunnelkontakte als Detektoren für ionisierende und nichtionisierende Strahlung*, thèse de doctorat N<sup>o</sup> 9445 de l'EPFZ, 1991.
- [21] H. Kamerlingh Onnes, *Akad. van Wetenschappen (Amsterdam)*, **14**, 113; 818 (1911).

- [22] W.Meissner, R. Ochsenfeld, *Naturwissenschaften* **21**, 787 (1933).
- [23] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **106**, 162 (1957); **108**, 1175 (1957).
- [24] C. Kittel, *Physique de l'état solide*, Bordas (1983).
- [25] N. W. Ashcroft, N. David Mermin, *Solid State Physics*, Saunders College (1976).
- [26] R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics*, Addison-Wesley (1965).
- [27] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, McGraw-Hill (1980).
- [28] W. Buckel, *Supraleitung*, VCH (1993).
- [29] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë, *Mécanique quantique*, Hermann (1977).
- [30] T. Van Duzer, C.W. Turner, *Principles of Superconductive Devices and Circuits*, Elsevier (1981).
- [31] A. Gilabert, *Ann. Phys.* **4**, 203 (1977).
- [32] H. Kraus, F. von Feilitzsch, J. Jochum, R. L. Mössbauer, T. Peterreins, F. Pröbst, *Phys. Lett. B* **231**, 195 (1989).
- [33] A. Gilabert, *Ann. Phys.* **15**, 255 (1990).
- [34] L. I. Maissel, R. Glang, *Handbook of Thin Film Technology*, MacGraw-Hill (1983).
- [35] K. Hieber, N. M. Mayer, *Thin Solid Films*, **90**, 43 (1982).
- [36] J. W. Coburn, *Plasma Chemistry and Plasma Processing* **2**, 1 (1982).
- [37] H. Kroger, L. N. Smith, D. W. Jillie, *Appl. Phys. Lett.* **39**, 280 (1981).
- [38] P. G. de Gennes, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 225 (1964).
- [39] G. K. White, *Experimental Techniques in Low Temperature Physics*, Clarendon (1979).
- [40] P. Lerch, S. P. Zaho, F. Finkbeiner, Y.-A. Peter, T. Nussbaumer, A. Zehnder, H. R. Ott, *Proceeding of the International Workshop on Superconductivity and Particle Detection*, Toledo (1994), to be published.
- [41] E. P. Houwman, D. Veldhuis, J. Flokstra, H. Rogalla, *J. Appl. Phys.* **67**, 1992 (1990).
- [42] N. Rando, A. Peacock, A. van Dordrecht, C. Foden, R. Engelhardt, B. G. Taylor, P. Gare, *Nucl. Instr. and Meth. A* **313**, 173 (1992).

- [43] P. Verhoeve, N. Rando, P. Videler, A. Peacock, A. van Dordrecht, D. J. Goldie, J. M. Lumley, J. Howlett, M. Wallis, R. Venn, *Proceeding of the International Symposium on Optics, Imaging and Instrumentation*, San Diego (1994), to be published.
- [44] J. Von Kaenel, *Schweiz Plaisir*, Filidor (1992).

## Remerciements

J'aimerais tout d'abord remercier le professeur Jean-Luc Vuilleumier qui a spontanément accepté de superviser ce travail de diplôme.

Pour m'avoir appris à piloter un cryostat à  $^3\text{He}$ , mais surtout pour m'avoir guidé tout au long de mon travail de diplôme ainsi que pour le temps qu'il a passé à répondre à mes questions et souvent même au delà, j'aimerais tout particulièrement remercier le docteur Philippe Lerch. Je n'oublierai pas non plus cette magnifique journée passée dans "*Fair Hands Line*" [44]...

Je tiens à remercier Fred Finkbeiner qui en fin de thèse de doctorat a trouvé le temps de me transmettre son savoir en matière de fabrication de jonctions supraconductrices. Ensemble, nous avons partagé espoirs et déceptions dans une constante bonne humeur. Il a également toujours répondu avec patience et avec beaucoup de pédagogie à mes nombreuses questions formulées dans un allemand pas toujours parfait.

Andreas Jaggi, le spécialiste en ultra-haut vide, a aussi grandement participé au succès de mon travail de diplôme par les soins méticuleux qu'il ne cesse de prodiguer à son installation.

Ma gratitude va également au docteur Alex Zehnder qui m'a accueilli dans le groupe d'astrophysique de l'institut Paul Scherrer.

Je tiens à remercier l'ensemble du groupe Zehnder pour la bonne ambiance de travail. En particulier, je désirerais souligner avec quel plaisir j'ai effectué mon travail de diplôme dans le groupe cryo-détecteurs et relever les nombreuses connaissances que j'ai pu acquérir au contact de ce groupe.

Enfin, j'aimerais remercier Isabelle pour m'avoir donné à plusieurs reprises ses impressions sur la rédaction de ce travail et suggéré des corrections à effectuer.