

DL



FR9703167

Gestion INIS
Dec. enreg. le : 30-1-92
N° TRN : E.R. 9703167
Destination : I.P.N.



IPNO 96 - 04

**Résistance thermique interfaciale à basse
température entre un métal supraconducteur et un
métal normal résistif**

M.FOUAIDY

1-INTRODUCTION

Ce rapport est une synthèse bibliographique préliminaire sur la résistance thermique interfaciale entre un métal supraconducteur soumis à un flux de chaleur et soudé à un métal normal résistif refroidi à l'hélium superfluide ($T < T_c \approx 2.176 \text{ K}$). Cette note est rédigée dans le cadre du programme de R&D sur les nouvelles méthodes de fabrication de cavités radiofréquence supraconductrices. Très brièvement, la structure des matériaux envisagés pour la fabrication de ces cavités consiste en un substrat en niobium massif (épaisseur : 0.5 à 2 mm) sur lequel on dépose une couche " épaisse " de cuivre (épaisseur : 1 à 3 mm) par projection thermique au moyen d'une torche à plasma.

2- PERTES HF DANS LES CAVITES SUPRACONDUCTRICES

Les cavités radiofréquence supraconductrices sont le siège de différents phénomènes dissipatifs :

a) les pertes HF par effet Joule

- au droit des inclusions métalliques (défauts normaux localisés taille $\approx 1-10 \mu\text{m}$)
- dues à la résistance de surface globale et homogène (uniformément distribuées)

b) les pertes HF dues à l'émission de champ

- les électrons électroémis sont alors accélérés par les champs électromagnétiques HF et dissipent sous forme de chaleur la majeure partie de l'énergie cinétique ainsi acquise, lors de leur impact sur la paroi HF: on observe généralement 1 à 5 émetteurs dominants, cette dissipation a lieu suivant le méridien de chacun des émetteurs (extension spatiale le long d'un méridien ≈ 0.1 à 10 cm)

c) les pertes HF diélectriques

- au droit des poussières et contaminants de nature diélectrique (localisées taille $\approx 1-100 \mu\text{m}$)

On a récapitulé dans le Tableau I les pertes HF spécifiques et totales dues aux différentes sources dissipatives énumérées précédemment pour une cavité de type TTF/TESLA en régime TTF ($E_{acc} = 15 \text{ MV/m}$) et TESLA ($E_{acc} = 25 \text{ MV/m}$).

E_{acc} (MV/m)	15	25	Nature des pertes, observations
H_s (A/m)	$4.8 \cdot 10^4$	$8 \cdot 10^4$	
q_D (10^6 W/m^2)	6-60	16-160	Joule, défaut métallique à l'équateur
Q_D (μW)	18-180	50-500	Disque : rayon $r_D = 1 \mu\text{m}$ $R_D = 5 \text{ m}\Omega \Rightarrow 18 \mu\text{W}$ $R_D = 50 \text{ m}\Omega \Rightarrow 180 \mu\text{W}$
q_{BCS}^{max} (W/m^2)	58	160	Résistance de surface globale du niobium : $R_s = 50 \text{ n}\Omega$
Q_{BCS}^{max} (W/m)	1.1 (*)	1.6 (**)	(*) $Q_0 = 3 \cdot 10^9$, $R_{res} = 40 \text{ n}\Omega$, $T_0 = 2 \text{ K}$ (**) $Q_0 = 6 \cdot 10^9$, $R_{res} = 40 \text{ n}\Omega$, $T_0 = 2 \text{ K}$
$q_{DiéL.}$ (10^{11} W/m^3)	2.9	8.2	Pertes diélectriques (alumine) : $\epsilon_r = 10$
$Q_{DiéL.}$ (μW)	1.2	9.8	$\text{tg}(\delta) = 10^{-4}$, sphère de rayon $r_D = 1 \mu\text{m}$
P_{el} (W)	$\approx 1-100$	$\approx 1-100$	

Tableau I : Pertes HF dans une cavité supraconductrice en Nb

La chaleur ainsi produite au niveau de la paroi HF de la cavité doit être évacuée le plus efficacement possible vers le thermostat He II (source froide) de manière à limiter la montée en température de la paroi interne de la cavité lui assurant ainsi un fonctionnement thermiquement stable sans dégradation sensible de ses caractéristiques HF (champ électrique accélérateur: E_{acc} et facteur de qualité : Q_0). En effet si la rapidité d'accès à la source froide est insuffisante et si l'on dispose d'une source de puissance HF suffisante et les couplages extérieurs variables et adaptés , une perturbation thermique localisée ou étendue peut conduire à terme à un emballement de la cavité ou quench (transition de la paroi HF de l'état supraconducteur à l'état normal résistif). Par conséquent, il est primordial d'optimiser les performances thermiques du matériau de fabrication des cavités afin de leur assurer un fonctionnement stable et satisfaisant au-delà des valeurs nominales de leurs paramètres HF fondamentaux E_{acc} et Q_0 .

Les propriétés thermophysiques qui déterminent les performances thermiques de ce matériau , que nous qualifierons de composite par opposition à un matériau homogène , en terme de réserve enthalpique disponible et d'efficacité d'accès à la source froide sont :

- la conductivité thermique du Niobium k_{Nb} ,
- sa chaleur spécifique volumique (ρC_v)_{Nb} où ρ et C_v désignent la masse volumique et la chaleur spécifique à volume constant respectivement,
- la résistance thermique interfaciale R_{Nb-Cu} entre le Niobium et le cuivre,
- la conductivité thermique du cuivre déposé par torche plasma [k_{Cu}], notons qu'il s'agit bien ici d'un tenseur de conductivité thermique puisque ce matériau peut présenter des anisotropies,
- la chaleur spécifique volumique (ρC_v)_{Cu} du cuivre,
- et enfin la résistance thermique de Kapitza R_K à l'interface Cu-He II.

Dans cet document on se limitera à faire le point concernant la résistance thermique interfaciale R_{Nb-Cu} .

3 - LA RESISTANCE THERMIQUE INTERFACIALE

Il ressort d'une première recherche bibliographique et à la lecture d'un article de synthèse relativement récent [1] que peu de travaux ont été consacrés à l'étude de la résistance thermique interfaciale entre deux matériaux solides. Il n'existe pas, à notre connaissance , d'études expérimentales concernant cette résistance thermique entre le niobium et le cuivre. C'est pour cette raison que nous résumerons les résultats de deux travaux relativement anciens [2-3] portant sur la résistance thermique interfaciale entre le cuivre d'une part et l'étain ou le plomb d'autre part : ces résistances thermiques seront notées R_{Sn-Cu} et R_{Pb-Cu} respectivement. L'étude comparative de l'étain et du plomb est motivée par la différence (facteur 2) d'énergie d'appariement $2\Delta_0$ des paires de Cooper ($\Delta_0 \propto T_c$), ce qui se doit se traduire par une différence de leur propriétés de conduction thermique . On rappelle que les température critiques respectives de l'étain et du plomb sont $T_c^{Sn} = 3.7$ K $T_c^{Pb} = 7.2$ K. Ces travaux expérimentaux qui sont dus à BARNES et DILLINGER remontent à \approx trente ans (1963-1966).

3.1 Dispositif expérimental et méthode de mesure

La cellule d'essai utilisée (Fig. 1) est classique pour ce type de mesure : l'échantillon-test bimatérial est chauffé à son extrémité basse au moyen d'un fil résistif enroulé autour d'un petit bloc de cuivre fixé à cette extrémité à l'aide du métal de Wood, l'autre extrémité débouchant dans un bain thermostaté d'hélium superfluide. L'échantillon-test bimatérial est un barreau cylindrique (ϕ 6.35 mm ou 1/4 pouce) composé de deux tiges de haute pureté (99.999%), d'égale longueur ($L= 25.4$ mm ou 1 pouce) et soudées l'une à la l'autre : la première est en cuivre, la seconde est en étain ou en plomb. Chacun des 2 échantillons (Cu/Sn) et (Cu/Pb), qui ont été réalisé par soudure sous vide, est muni de 4 thermomètres (T_1 , T_2 , T_3 et T_4) consistant en des résistances au carbone Allen-Bradley de valeur nominale 48 Ω à $T = 300$ K : les thermomètres T_1 et T_2 mesurent le profil de température dans la tige en étain (en plomb), tandis que T_3 et T_4 mesurent le gradient de température dans la tige en cuivre. Notons que les

thermomètres T2 et T3 sont situées de part et d'autre et à ≈ 1 mm de l'interface entre les deux matériaux . L'isolation thermique de l'élément chauffant et des parois latérales de l'échantillon-test par rapport au bain d'hélium superfluide est assurée au moyen d'une chambre à vide placée autour du barreau-test. Cette chambre à vide est enfin placée à l'intérieur d'une bobine supraconductrice en niobium-zirconium, ce qui permet de faire des mesures dans les deux états thermodynamiques du métal supraconducteur : 1) en l'absence de champ magnétique où le matériau est évidemment supraconducteur, 2) en appliquant à l'échantillon un champ magnétique supérieur au champ magnétique critique du matériau le faisant ainsi transiter à l'état normal résistif.

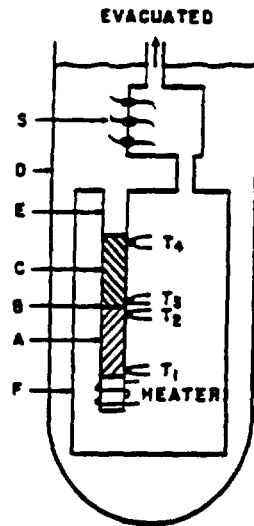


Fig. 1 : Schéma de la cellule d'essais de BARNES et DILLINGER

Après l'étalonnage in-situ des thermomètres (thermostat He II et tension vapeur de l'hélium superfluide), on procède à la mesure du profil de température dans l'échantillon en régime permanent après lui avoir appliqué un flux de chaleur (différentes valeurs) et ce à différentes températures du bain d'hélium ($1.3 \text{ K} \leq T \leq 2.1 \text{ K}$).

3.2 Résultats et discussion

3.2.1 Première étude de BARNES et DILLINGER

a) Résultats expérimentaux sur le bimatériau cuivre-étain

Les premiers résultats obtenus par BARNES et DILLINGER [2] pour le bimatériau cuivre-étain et reportés (Fig. 2) appellent plusieurs remarques :

- une résistance thermique interfaciale $R_{\text{Sn-Cu}}$ est effectivement observées entre le cuivre et l'étain soudés l'un à l'autre,
- cette résistance thermique interfaciale dépend de l'état thermodynamique de l'étain (normal ou supraconducteur),
- $R_{\text{Sn-Cu}}$ est plus faible quand l'étain est à l'état normal et sa dépendance en température beaucoup moindre, ce qui est probablement dû à la contribution relativement importante des électrons (Sn normal) au transfert de chaleur à l'interface Sn-Cu ; en effet les paires de Cooper (Sn supraconducteur) ne transportent pas d'énergie thermique ,
- la contribution des électrons semble même dominante pour l'étain à l'état normal puisqu'elle masque complètement la contribution des phonons ($\approx T^3$),

- à contrario la contribution des phonons est beaucoup plus importante dans le cas de l'étain supraconducteur ($R_{Sn-Cu} \propto T^{-3}$) quoique le transfert de chaleur par ce canal (i.e phonons) est moins efficace que via un couplage électrons- électrons entre les deux matériaux,
- la théorie de désadaptation d'impédance acoustique, due initialement à Khalatnikov [4] puis reprise par Little [5], où cette résistance thermique est interprétée en termes de couplage phonons-phonons entre les deux milieux, rend bien compte des résultats expérimentaux (voir détails ci- après),
- les valeurs de cette résistance thermique sont du même ordre de grandeur que la résistance de Kapitza entre un métal et l'He II (voir paragraphe suivant).

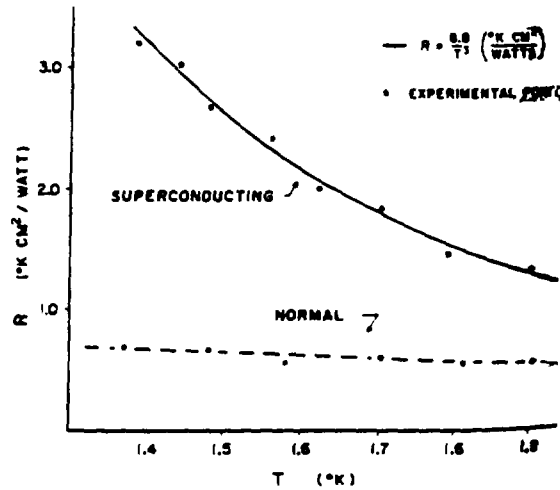


Fig. 2 : Résistance thermique interfaciale entre l'étain et le cuivre

b) Comparaison avec la théorie de Little

Selon cette théorie [5], le transfert de chaleur à l'interface se fait par un couplage entre les phonons acoustiques des 2 milieux; mais du fait de la désadaptation d'impédance acoustique entre les deux matériaux, ce couplage thermique est plus ou moins parfait, ce qui se traduit par une résistance thermique interfaciale dite résistance de Kapitza et il en résulte un saut de température interfacial en présence d'un flux de chaleur. Les hypothèses du modèle de Little sont les suivantes :

- les deux matériaux en contact sont non-métalliques. S'agissant de diélectriques, les électrons ne contribuent pas au transfert de chaleur qui est assuré uniquement par les phonons thermiques.
- la température T est inférieure à 10 K. Ainsi seuls les phonons acoustiques ont une contribution importante. Trois modes de propagation sont considérés (1 mode longitudinal et 2 modes transverses)
- les deux solides sont parfaits, isotropes et sans défauts ainsi les phonons seront diffusés uniquement par l'interface.
- l'interface entre les deux matériaux est plane et idéale. Il y a donc continuité du déplacement et des contraintes (normale et tangentielle) à cette interface.

Sous ces hypothèses et après un calcul relativement laborieux que nous ne détaillerons pas, Little aboutit à l'expression suivante reliant le flux de chaleur Q aux températures interfaciales T_1 et T_2 dans les deux milieux 1 et 2 :

$$Q = \frac{2\pi k_B^4}{h^3} \left(\frac{\pi^4}{15} \right) \left(\frac{\Gamma_l}{C_l^2} + \frac{2\Gamma_t}{C_t^2} \right) \cdot S \cdot (T_1^4 - T_2^4) \quad (1)$$

avec :

Γ_l (respectivement Γ_t) : coefficient de transmission des phonons longitudinaux

C_l (respectivement C_t) : vitesse du son suivant la polarisation longitudinale
 (respectivement transversale) dans le milieu 1
 h : constante de Planck ($h = 6.62607655 \cdot 10^{-34}$ J.s)
 k_B : constante de Boltzmann ($k_B = 1.380658 \cdot 10^{-23}$ J.K⁻¹)
 S : surface d'échange ou surface interfaciale

En introduisant la densité de flux de chaleur $q=Q/S$ l'expression (1) peut se mettre sous la forme :

$$q = A \frac{\Gamma_{eq}}{C_l^2} (T_1^4 - T_2^4) \quad (2)$$

avec :

$$A = \frac{2\pi k_B^4}{h^3} \left(\frac{\pi^4}{15} \right) = 5 \cdot 10^9 \text{ W.s}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$$

et

$$\Gamma_{eq} = C_l^2 \left(\frac{\Gamma_l}{C_l^2} + \frac{2\Gamma_t}{C_t^2} \right) \quad (3)$$

Le paramètre Γ_{eq} représente un coefficient de transmission (équivalent) des phonons thermiques du milieu 1 vers le milieu 2 . A faible flux , la relation (2) peut se linéariser :

$$q = \frac{4A\Gamma_{eq}}{C_l^2} T_1^3 \Delta T \quad (4)$$

$$\text{avec } \Delta T = T_1 - T_2$$

De la relation (4) on peut déduire immédiatement l'expression de la résistance thermique interfaciale R_{1-2} :

$$R_{1-2} = \frac{\Delta T}{q} = \frac{C_l^2}{4A\Gamma_{eq}} T^{-3} = D \cdot T^{-3} \quad (5)$$

En introduisant les valeurs numériques des paramètres Γ_{eq} et C_l dans la relation (5) pour le système étain-cuivre, les auteurs [2] ont obtenu comme valeur théorique $D = 6.45 \text{ K}^4 \cdot \text{cm}^2/\text{W}$: ce résultat théorique est voisin (écart relatif de 36 %) de la valeur déduite du lissage des points expérimentaux ($D_{exp} = 8.8 \text{ K}^4 \cdot \text{cm}^2/\text{W}$) . Notons que la dépendance de R_{Sn-Cu} en température observée expérimentalement est bien en accord avec la théorie (i.e $\propto T^{-3}$).

d) Résultats expérimentaux sur le bimatériau cuivre-plomb

Des mesures similaires aux précédentes ont été effectuées sur le bimatériau cuivre-plomb. Pour le plomb à l'état supraconducteur, la résistance thermique interfaciale mesurée est donnée par : $R_{Pb-Cu} = 11 \cdot T^{-4}$ en $\text{K} \cdot \text{cm}^2/\text{W}$. Quand le plomb est à l'état normal résistif la résistance thermique interfaciale, qui varie peu avec la température, a pour valeur numérique mesurée $R_{Pb-Cu} \approx 0.2 \text{ K} \cdot \text{cm}^2/\text{W}$.

Selon les auteurs, les différences observées entre l'étain et le plomb supraconducteurs quant à la dépendance en température de la résistance thermique interfaciale doivent être caractéristiques des interfaces respectives (i.e Sn-Cu et Pb-Cu). Ces différences peuvent aussi être attribuées aux propriétés de la zone de transition (alliage ou solution solide) à la jonction entre les deux métaux composant le bimatérial. Enfin ces auteurs ont comparé les résistances thermiques interfaciales Pb-Cu mesurées sur deux échantillons : le premier est celui décrit précédemment, le second étant réalisés par brasure avec métal d'apport . La valeur mesurée dans ce dernier cas pour le plomb et le métal d'apport à l'état supraconducteur est presque le double de celle obtenue pour le bimatérial réalisé par soudure sous-vide. Enfin la résistance de Kapitza à l'interface entre le plomb et l'hélium superfluide est 3 fois plus élevée quand le métal est supraconducteur que quand il est à l'état normal résistif .

3.2.2 Deuxième étude de BARNES et DILLINGER : bimatérial cuivre-plomb

Ces auteurs ont poursuivi [3] l'étude précédente en utilisant le même dispositif expérimental. Les résultats que nous résumons ci-après ont été rapportés dans un article de synthèse [3] plus détaillé que le premier article [2].

a) résultats expérimentaux

Deux échantillons de ce matériau ont été testés. Ces deux échantillons seront dénommés : Pb-Cu1 et Pb-Cu2. Le premier échantillon (Pb-Cu1) a été réalisé, par soudure sous vide dans un four en graphite (pression $\approx 10^{-6}$ Torr), d'un barreau en plomb sur un barreau en cuivre : ces deux barreaux sont de haute pureté (99.999 %). Le second échantillon (Pb-Cu2) consiste en un barreau de plomb monocristallin dont la croissance a été réalisée directement sur le barreau de cuivre (monocristal) . Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3.

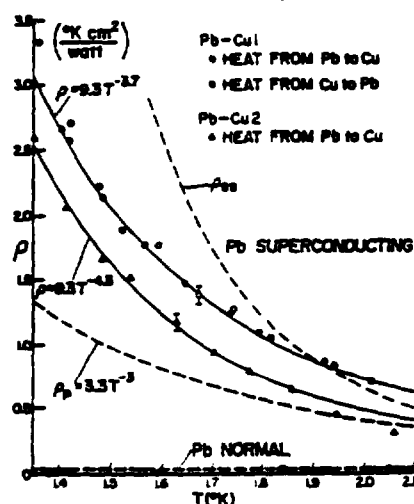


Fig. 3 : Résistance thermique interfaciale entre le plomb et le cuivre

Au vu de ces résultats (Fig. 3) , on note comme attendu que la résistance thermique interfaciale R_{Pb-Cu} est plus élevée quand le plomb est supraconducteur comparativement au cas où il est à l'état normal résistif et ceci confirme l'étude antérieure [2]. Plus précisément, pour les deux échantillons Pb-Cu1 et Pb-Cu2 les auteurs ont mesuré $R_{Pb-Cu} < 0.04$ K.cm²/W quand le plomb est à l'état normal résistif. Dans le cas où le plomb est supraconducteur , les auteurs ont obtenus les expressions suivantes pour la résistance thermique interfaciale :

$$R_{Pb-Cu} = 9.3 T^{-3.7} \quad (\text{en K.cm}^2/\text{W}) \quad \text{pour l'échantillon Pb-Cu1}$$

$$R_{Pb-Cu} = 9.3 T^{-4.3} \quad (\text{en K.cm}^2/\text{W}) \quad \text{pour l'échantillon Pb-Cu2 (monocristaux Pb/Cu)}$$

Par ailleurs, les résultats obtenus sur l'échantillon Pb-Cu1 montrent que la résistance thermique interfaciale ne dépend pas du sens du flux de chaleur (du plomb vers le cuivre ou l'inverse). Notons que les deux tests où l'on a inversé le sens du flux de chaleur ont été effectués à environ deux mois d'intervalle, ce qui confirme la reproductibilité des résultats.

L'interface Pb-Cu des échantillons testés a été examinée au microscope. Pour l'échantillon Pb-Cu1, le plomb situé à ≈ 0.1 mm de l'interface est fortement polycristallin, le reste du plomb est composé de cristaux 10 fois plus gros (≈ 1 à 2 mm). Dans le second échantillon Pb-Cu2, le matériau est monocristallin et on n'observe pas de couche polycristalline au voisinage de l'interface Pb-Cu . De plus cet examen ne révèle pas de zone de diffusion à l'interface. Cette dernière observation est en accord avec la faible valeur de résistance thermique interfaciale mesurée quand le plomb est à l'état normal. En effet, une telle zone de diffusion aurait diminué la conduction thermique électronique entraînant ainsi une valeur de la résistance thermique interfaciale beaucoup plus élevée. D'autre part, un examen microscopique plus fin a montré que l'interface Pb-Cu1 ne comportait aucun trou alors que l'interface Pb-Cu2 comportait un seul trou dont la taille est $\approx 50 \mu\text{m}$: la taille de ce trou est trop faible pour affecter les résultats expérimentaux.

b) comparaison avec la théorie de Little et discussion

L'expression théorique de la résistance thermique interfaciale Pb-Cu où l'on considère uniquement la contribution des phonons est $R_{\text{pb-cu}}^{\text{Th}} = 3.3T^{-3}$ (en $\text{K.cm}^2/\text{W}$). La courbe théorique correspondante, représentée en Fig. 3 où $R_{\text{pb-cu}}^{\text{Th}}$ est notée ρ_p , s'écarte assez sensiblement des résultats expérimentaux : l'écart observé est d'autant plus élevé que la température est faible. Pour l'échantillon Pb-Cu2, l'écart qui est de 15% à $T= 2.1$ K atteint près de 100% (facteur 2!) à $T= 1.4$ K : cette tendance est due à la plus forte dépendance en température de $R_{\text{pb-cu}}$ mesurée expérimentalement (i.e résultat théorique : $R_{\text{pb-cu}} \propto T^{-3}$, résultat expérimental : $R_{\text{pb-cu}} \propto T^{-4.3}$). Les remarques précédentes restent valables pour l'échantillon Pb-Cu1 : l'écart théorie/expérience qui est de 77% à $T= 2.1$ K croit jusqu'à 138 % à $T= 1.4$ K .

Les électrons contribuent aussi au transfert de chaleur à l'interface Pb-Cu, et si l'on suppose que les deux mécanismes de transport thermique par les électrons et les phonons sont indépendants, ceci se traduit par la relation :

$$\frac{1}{R_{1-2}^G} = \frac{1}{R_{1-2}} + \frac{1}{R_{el}} \quad (6)$$

où $1/R_{1-2}^G$ représente la conductance thermique globale à l'interface matériau1-matériau2,
 $1/R_{1-2}$ représente la conductance thermique à l'interface, due aux phonons (Eq. 5)
 $1/R_{el}$ représente la conductance thermique à l'interface, due aux électrons

La contribution des électrons non appariés (Plomb supraconducteur) est représentée sur le même graphique que celle des phonons en terme de résistance thermique (courbe ρ_{es} , Fig. 3). Les résultats expérimentaux montrent que pour le plomb à l'état normal, la contribution électronique domine le transfert de chaleur interfaciale (i.e $1/R_{el}^n \gg 1/R_{1-2}$ et donc $R_{1-2}^G \approx R_{el}^n$). Par contre , pour le plomb supraconducteur les contributions des phonons et des électrons (non appariés) sont du même ordre de grandeur bien que $R_{el}^s > R_{1-2}$: comme attendu, les électrons contribuent beaucoup moins au transfert de chaleur quand le métal est supraconducteur et il se comporte ainsi comme un diélectrique. Les courbes expérimentales sont situées entre la résistivité thermiques des électrons ($R_{el}^s = \rho_{es}$) et celle des phonons (R_{1-2}) ce qui est en accord, du moins qualitativement, avec la relation (6).

En résumé, les résistances thermiques interfaciales mesurées pour le bimatériau Pb-Cu sont plus élevées que celles prédites par la théorie de Little et ont une dépendance en température plus forte que celle résultant de cette même théorie. Les écarts entre les résultats théorique et expérimentaux sont dus à plusieurs facteurs que nous résumons ci-après. Dans la théorie de

Little, l'interface est supposée plane, ce qui n'est pas le cas de celles des échantillons testés : l'interface de ces échantillons est en effet rugueuse à l'échelle microscopique. Little suggère d'ailleurs une plus forte dépendance en température de la résistance thermique dans le cas d'une interface rugueuse : l'aire interfaciale effective S_{eff} est supérieure à l'aire macroscopique de l'interface S ($S_{eff} = S \cdot v_m^n \propto S \cdot T^n$, où v_m représente la fréquence moyenne des phonons données par le spectre de rayonnement du corps noir : v_m (GHz) $\approx 80 \cdot T$). Ainsi pour $n > 0$, la dépendance en température sera effectivement plus forte que dans le cas d'une interface plane ($n=0$). Par ailleurs, les déformations de l'interface et la différence de structure cristalline dans la zone interfaciale (joints de grains) peuvent modifier sensiblement les propriétés de transport au voisinage immédiat de cette région. Ces déformations résultent du rétreint différentiel à basse température : le plomb se contracte deux fois plus que le cuivre. De telles déformations augmentent en fait la résistance thermique. La résistance thermique au droit des joints de grain suit une loi puissance entre T^2 et T^3 . Selon les auteurs, on estime globalement une contribution de l'ordre de 20% pour l'ensemble de ces effets sur la résistance thermique interfaciale. Enfin, la comparaison des résistances thermiques interfaciales R_{Pb-Cu1} et R_{Pb-Cu2} mesurées respectivement sur les échantillons Pb-Cu1 et Pb-Cu2 montre que d'une part R_{Pb-Cu1} est supérieure à R_{Pb-Cu2} et que cette dernière a une plus forte dépendance en température que R_{Pb-Cu1} d'autre part (i.e $R_{Pb-Cu1} \propto T^{3.7}$, $R_{Pb-Cu2} \propto T^{4.3}$). Ces différences entre les deux échantillons peuvent être attribuées aux différences de structure cristalline observées dans les zones interfaciales respectives.

3.2.3 Deuxième étude de BARNES et DILLINGER : bimatériau cuivre-étain

Trois échantillons du bimatériau cuivre-étain, réalisés de la même façon que les échantillons cuivre-plomb, ont été testés. Etant donné que le cuivre se dissout lentement dans l'étain en fusion (solution solide), malgré les précautions qui ont été prises il y a eu formation d'une mince couche d'alliage Cu-Pb dans la zone interfaciale de ces échantillons. L'examen au microscope a montré que cette couche d'alliage interfaciale avait une épaisseur ≈ 100 à $200 \mu\text{m}$: cette couche a l'apparence d'un alliage (eutectique Cu-Pb) très dilué avec de nombreuses inclusions.

Les résultats obtenus avec deux de ces trois échantillons sont présentés sur la figure 4. Ceux concernant le premier échantillon ont été présentés et analysés précédemment (Fig. 2). On observe que les résistances thermiques interfaciales mesurées sur le bimatériau cuivre-étain sont beaucoup plus faibles que celles du bimatériau cuivre-plomb, quand l'étain et le plomb sont à l'état supraconducteur. Par contre la résistance thermique interfaciale Cu-Sn est sensiblement supérieure à celle de Pb-Cu quand l'étain et le plomb sont à l'état normal résistif.

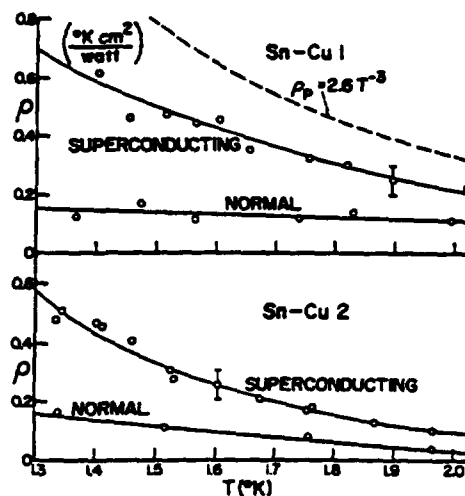


Fig. 4 : Résistance thermique interfaciale entre l'étain et le cuivre .

La contribution des phonons à la résistance thermique interfaciale Sn-Cu (équation 5) est également présentée sur la figure 4 (courbe en pointillés référencé ρ_p). Cette contribution est bien supérieure à la résistance thermique interfaciale globale que l'étain soit à l'état supraconducteur ou à l'état normal résistif. Cette différence comparativement au bimatériau Pb-Cu pour lequel la contribution des phonons est inférieure à la résistance thermique interfaciale (Fig. 3) est attribuée aux caractéristiques de la zone de transition au voisinage de l'interface Sn-Cu (alliage) et à l'interface à proprement parler. Signalons enfin que les résultats sur la bimatériau Sn-Cu suggèrent que le transfert de chaleur interfacial est dominé par les électrons quel que soit l'état thermodynamique de l'étain (normal résistif ou supraconducteur).

4 - APPLICATION AUX CAVITES EN BIMATERIAU Nb-Cu

La puissance dissipée au niveau de la paroi HF sera évacuée vers la thermostat He II via quatre barrières thermiques : la résistance thermique au droit de la conduction à travers le niobium, la résistance thermique interfaciale entre le niobium et le cuivre, la résistance thermique au droit de la conduction dans le cuivre et enfin la résistance thermique de Kapitza à l'interface Cu-He II . Signalons que du fait de la porosité du cuivre déposé par torche plasma, il faudrait tenir compte à priori de la résistance thermique équivalente des microcanaux d'He II qui sont présents dans ce matériau . Ne disposant pas à l'heure actuelle des caractéristiques et de la structure géométrique de ces porosités, il nous est impossible d'évaluer la résistance thermique équivalente des microcanaux d'He II. Par conséquent, dans un premier temps, on traitera le cuivre comme un matériau massif et non poreux.

4.1 Résistance thermique interfaciale Nb-Cu

Les résultats présentés précédemment suggèrent que l'on doit s'attendre à observer une résistance thermique interfaciale entre le niobium et cuivre. Ne disposant pas de valeurs expérimentales de ce paramètre pour le bimatériau Nb-Cu, nous allons donc l'évaluer en se basant sur la théorie de Little. Les propriétés élastiques du niobium et du cuivre [6] au zéro absolu ($T=0$ K) , que nous avons utilisées, sont consignées dans le Tableau II :

Matériau	ρ (Kg/m ³)	E (GPa)	ν	C_l (m/s)	C_t (m/s)	C_l / C_t
Cuivre	9024	132.51	0.3445	4798	2337	2.053
Niobium	8616	110.87	0.3832	5122	2149	2.383

Tableau II : Propriétés élastiques du cuivre et du niobium au zéro absolu.
avec :

ρ : masse volumique

E : module de Young

ν : coefficient (rapport) de Poisson entre les taux de déformation transverse et longitudinal.

Concernant les cavités en Nb-Cu, la chaleur s'écoule du niobium (milieu 1) vers le cuivre (milieu 2). Pour une valeur du coefficient de Poisson voisines de celles du niobium et du cuivre (i.e $\nu = 0.33$), les coefficients de transmission des phonons longitudinaux et transverses [5] sont $\Gamma_l \approx \Gamma_t \approx 0.5$. En introduisant ces valeurs numériques dans la relation de Little (équation 1), on obtient l'expression théorique reliant le flux de chaleur aux températures interfaciales respectives du niobium (T_1) et du cuivre (T_2) :

$$q \left(\frac{W}{m^2} \right) \approx 1200 (T_1^4 - T_2^4) \quad (7)$$

A faible flux (i.e $\Delta T = T_1 - T_2 \ll T = T_1$), on peut linéariser l'expression précédente :

$$q \cong 4800 T^3 \Delta T \quad (8)$$

On obtient finalement l'expression théorique de la résistance thermique interfaciale pour le bimatérial Nb-Cu :

$$R_{Nb-Cu} \left(\frac{K.m^2}{W} \right) \cong 2.10^{-4} T^{-3} \quad (9)$$

4.2 Conductance de Kapitza à l'interface Cu-He II

Le transfert de chaleur à une interface solide-hélium superfluide se fait par un couplage entre les excitations élémentaires transportant la chaleur dans les deux milieux solide et fluide. Mais la grande différence des propriétés élastiques du solide et du fluide entraîne une forte désadaptation d'impédance acoustique entre les 2 milieux et il en résulte une limitation au transfert d'énergie thermique. Plus précisément, le rapport d'impédance acoustique solide/fluide est de l'ordre de 700 dans le cas du système Cuivre-He II. Par conséquent, seule une fraction des phonons thermiques disponibles est transmise : l'angle au sommet du cône critique en dehors duquel les phonons sont complètement réfléchis est de $\cong 5^\circ$. Cette limitation au transfert de chaleur à l'interface se traduit alors par une résistance thermique interfaciale ou résistance de Kapitza R_K . Le transfert de chaleur à l'interface Cuivre-He II est ainsi contrôlé par la conductance de Kapitza $H_K = 1/R_K$ qui est définie par :

$$H_K = \frac{q_{He}}{\Delta T} \quad (10)$$

avec : q_{He} : flux de chaleur à l'interface Cu-He II

ΔT : saut de température à cette interface = $T_s - T_f$

T_s : température du solide à l'interface

T_f : température du fluide à l'interface $\cong T_0$

De nombreuses études antérieures [7-9] ont montré que le paramètre H_K dépend fortement de la température du thermostat He II T_0 et qu'il est très sensible à l'état de surface de la paroi en regard de l'He II et à son mode de préparation : polissage mécanique et chimique, traitement métallurgique, rugosité, présence d'impuretés ou d'adsorbats et d'oxydes, contraintes mécaniques exercées sur l'échantillon. Les différentes études expérimentales sur le transfert de chaleur à l'interface Cu-He II ont conduit à une loi empirique , généralisant la théorie de désadaptation d'impédance acoustique :

$$q_{He} = a_K (T_s^n - T_f^n) \quad (11)$$

Les deux paramètres ajustables a_K et n sont déterminés expérimentalement pour un échantillon donné. La conductance de Kapitza à faible flux (i.e $\Delta T \ll T_0$) est alors donnée par l'expression :

$$H_{K0} = n a_K T_0^{n-1} \quad (12)$$

On a rassemblé dans le Tableau III quelques valeurs typiques des paramètres a_K et n pour des échantillons de cuivre ayant subi différents types de traitement de surface.

Mode de préparation de la surface en regard de l'He II	a_K ($W.m^{-2}.K^{-n}$)	n
Polissage avec de la poudre d'alumine (grains de $0.3\mu m$)	455	3.453
Oxydé à l'atmosphère pendant un mois	458	3.458
Oxydé dans l'air à $200^\circ C$ pendant 40 min.	518	3.691
Brossé et recuit	486	2.8
Recuit et nettoyé à l'alcool	200	3.8
Poli	160	2.8
Poli mécaniquement, nettoyé au "Miror" puis à l'éthanol	470	2.8

Tableau III : Paramètres a_K et n de la conductance de Kapitza à l'interface Cuivre-He II

Les valeurs de la conductance de Kapitza à faible flux pour le système Cu-He II concernant les échantillons du Tableau III sont consignées dans le Tableau IV pour deux températures de fonctionnement $T_0 = 1.8 K$ et $T_0 = 2.0 K$.

a_K ($W.m^{-2}.K^{-n}$)	n	H_{K0} ($W/m^2.K$) à $T_0 = 1.8 K$	H_{K0} ($W/m^2.K$) à $T_0 = 2.0 K$
455	3.453	6643	8603
458	3.458	6717	8702
518	3.691	9298	12347
486	2.8	3920	4739
200	3.8	3941	5293
160	2.8	1291	1560
470	2.8	3791	4583

Tableau IV : Conductance de Kapitza à faible flux pour le système Cu-He II

Les tableaux III et IV illustrent clairement la forte sensibilité de la conductance de Kapitza au traitement de surface de l'échantillon : l'influence des divers paramètres du traitement de surface sur H_K est très mal maîtrisée du fait de la difficulté d'une caractérisation rigoureuse et systématique des échantillons. Par ailleurs, l'incertitude relative sur H_K reportée par les différents auteurs est $\approx 10-20\%$. La valeur "moyenne" de la conductance de Kapitza à faible flux et à $T_0 = 2 K$ pour les différents échantillons du tableau III est $H_{K0} = 6550 W.m^{-2}.K^{-1}$. En résumé, pour une température $T_0 = 2 K$, on a les valeurs suivantes pour les différentes résistances thermiques interfaciales :

- résistance de Kapitza à une interface Nb-He II : $R_K^{Nb} \approx 1.2 \cdot 10^{-4} \frac{K.m^2}{W}$

- résistance de Kapitza à une interface Cu-He II : $R_K^{Cu} \approx 1.5 \cdot 10^{-4} \frac{K.m^2}{W}$

- résistances thermique interfaciale Nb-Cu : $R_{Nb-Cu} = 2.5 \cdot 10^{-5} (K.m^2)/W$

La résistance thermique à une interface Nb -Cu (valeur théorique) est ainsi 5 fois plus faible que la résistance de Kapitza Nb-He II ou Cu-He II.

4.3 Echauffements d'une cavité en Nb-Cu dus aux pertes BCS

Nous disposant maintenant des différents éléments permettant d'évaluer les échauffements susceptibles d'être observés dans le cas d'une cavité en bimatériau Nb-Cu en

l'absence de défauts ou de dissipations très localisées. On considère donc une cavité en Nb-Cu qui est uniquement le siège des pertes HF par effet Joule dus à la résistance de surface du niobium supposée homogène. Sous ces hypothèses, le problème est simplement à une dimension et les résultats des calculs sont résumés dans le Tableau V .

q_{BCS} (W/m ²)	ΔT_{1F} (mK)	ΔT_{nb} (mK)	ΔT_{Nb-Cu} (mK)	ΔT_{cu} (mK)	$\Delta T_{Cu-HeII}$ (mK)	ΔT_{totale} (mK)
160	45	16	4	0.8	24	45

Tableau V : Distribution de température dans un cavité Nb-Cu résultant des pertes HF BCS à $T_0 = 2$ K pour $E_{acc} = 25$ MV/m

(Paramètres : $RS=50$ n Ω , Niobium de $RRR=270$ $k_{Nb} = 10$ W/m.K, $k_{Cu} = 200$ W/m.K, épaisseur du niobium et du cuivre = 1mm)

Au vu des résultats du tableau V et sous réserve de validation de la valeur théorique de R_{Nb-Cu} par des mesures ultérieures, l'élévation de température globale est dominée par la conduction dans le niobium et la résistance de Kapitza Cu-He II.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- 1 Anderson, A.C. " *The Kapitza thermal boundary resistance between two solids* " in Non equilibrium, Superconductivity, phonons and Kapitza boundaries, NATO Advanced Study Institute Series (1981) Vol B65, 1-30.
- 2 Barnes, L.J. and Dillinger, J.R. " *Thermal boundary resistance between some superconducting and normal metals* ", Phys. Rev. Letters (1963),Vol. 10, 287-289.
- 3 Barnes, L.J. and Dillinger, J.R. " *Thermal resistivity at Pb-Cu and Sn-Cu interfaces between 1.3 K and 2.1 K* ". Phys. Rev. (1966),Vol. 141, 615-620.
- 4 Khalatnikov, I.M. Zh.Eskp.Teor.Fiz (1952) 22.
- 5 Little, W.A. " *The transport of heat between dissimilar solids at low temperatures* ", Can.J.Phys. (1959) Vol 37, 334-349.
- 6 Reed, P. R. and Clark, A.F. Editors " *Materials at low temperatures*" (1983)
- 7 Pollack, G.L. " *Kapitza resistance* ", Rev. Modern Phys. (1969) Vol. 41, 48-81
- 8 Van Sciver, S.W " *Helium cryogenics*" (1986) Plenum Press Ed.
- 9 Pfothauer, J.M. and Donnelly, R.J. " *Heat transfer in liquid helium* " in Adv. Heat Trans. (1985) Vol 17 65-158