Propagation d'un interface normal supraconducteur dans des supraconducteurs de type I

P. Delon

► To cite this version:

P. Delon. Propagation d'un interface normal supraconducteur dans des supraconducteurs de type I. *Revue de Physique Appliquée*, 1976, 11 (1), pp.149-157. 10.1051/rphysap:01976001101014900 . jpa-00243958

HAL Id: jpa-00243958

<https://hal.science/jpa-00243958>

Submitted on 1 Jan 1976

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

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

Classification
Physics Abstracts
8.430

PROPAGATION D'UN INTERFACE NORMAL SUPRACONDUCTEUR DANS DES SUPRACONDUCTEURS DE TYPE I

P. DELON

C. N. R. S., 91370 Verrières-le-Buisson, France

(Reçu le 21 mai 1975, révisé le 11 août 1975, accepté le 19 septembre 1975)

Résumé. — Nous avons mesuré la vitesse de propagation d'un interface Normal-Supraconducteur en fonction de la température, N-S, et nous avons constaté que, lorsque la phase supraconductrice avance, on observait deux minima de vitesse : le plus haut en température correspond à des conditions thermiques défavorables et le plus bas à des interférences de quasi-particule à travers une pellicule supraconductrice couvrant une partie de l'état normal.

Abstract. — We measured the speed of propagation of an N-S boundary as a function of temperature, and, when the superconductive phase increases, we observed two minima in the speed. Limited thermal conductivity gives the minimum situated at the highest temperature, the second minimum is caused by interference of quasi-particles through a superconductive sheet which covers a part of the normal state.

1. **Introduction.** — De 1950 à 1955, Faber a fait une étude complète sur l'étain, de la propagation d'un interface normal-supraconducteur, avec un fil de quelques millimètres de diamètre et d'une dizaine de centimètres de longueur, de forme cylindrique [1, 2, 3].

Pour provoquer un passage de N → S il place l'échantillon lentement dans un champ $H < H_c$ avec $T < T_c$; puis par une baisse locale plus importante du champ (en bout d'échantillon), il crée une naissance de l'état supraconducteur. Celui-ci se propage ensuite le long du barreau. Mais, comme l'a fait remarquer Faber, la propagation commence par se faire sous forme d'une gaine annulaire, et seulement ensuite une avance dans la masse.

Par contre, pour le passage S → N avec $T < T_c$ Faber fait brutalement passer $H > H_c$, avec une amorce en bout d'échantillon. Là aussi, on constate une avance dans la masse mais sans gaine annulaire.

De ces expériences Faber tire ensuite la vitesse v en fonction du temps et de T/T_c . L'inconvénient de cette méthode est la non coexistence permanente entre les deux états N et S.

Nous avons donc refait ces mesures mais en maintenant toujours présents les deux états N et S à l'aide d'un gradient ΔH parallèle à l'échantillon.

2. **Méthode de mesure.** — Pour observer un déplacement de limite de phase, trois conditions étaient nécessaires :

2.1 Nous avons à déterminer un système permettant de stabiliser la limite de phase à l'intérieur d'un échantillon. Pour ce faire, nous avons utilisé

un gradient de champ superposé à un champ constant (Fig. 1)

$$H_s = H_c + \Delta H \cdot y \quad (\Delta H = 1 \rightarrow 2 \text{ G/cm})$$

ceci nous permet de situer convenablement la limite de phase dans l'échantillon.

FIG. 1. — Profil du champ magnétique principal et secondaire en fonction de la position par rapport au centre des bobines de détection.

2.2 De plus, nous demandons de pouvoir perturber cet état de façon rapide mais contrôlée ; nous avons alors deux possibilités à notre disposition :

— soit des variations de champ, de façon à décaler dans un sens ou dans l'autre la position d'équilibre de l'interface normal supraconducteur,

— soit de faire bouger l'échantillon de façon à obtenir le même résultat.

Pratiquement, nous avons utilisé les deux méthodes.

2.3 Il fallait aussi pouvoir détecter le changement de position de façon continue. Pour obtenir ce résultat nous avons superposé au champ magnétique une troisième composante alternative d'amplitude très faible en comparaison des deux autres, et parallèle aux deux autres :

$$H_1 = h \cos \omega t \quad \omega = 2 \pi \nu$$

$$H = H_c + \Delta H \cdot y + h \cos \omega t = H_s + h \cos \omega t = H_s + H_1$$

en mesurant la tension existant dans deux bobines pick-up montées en série opposition autour de l'échantillon, on détecte ainsi un signal fonction de la position de cette limite dans les bobines créée par la vibration de l'interface N-S soumis à la composante alternative du champ. Ce signal est ensuite envoyé sur une détection synchrone, dont la référence n'est autre que la tension servant à la production de la composante alternative du champ magnétique. On détecte ainsi le module de la tension induite dans les bobines pick-up. Pour une bobine, le signal sera nul à l'extérieur, maximum au centre. Dans la seconde bobine, nous aurons le même signal mais opposé en sens, car l'enroulement inverse rajoute une phase de 180°. Nous avons représenté (Fig. 2) l'amplitude détectée

FIG. 2. — Dispositif de détection de l'interface N-S : a) limite de phase en équilibre instantané avec le champ magnétique ; b) limite de phase bloquée par une trop grande fréquence de modulation.

en fonction de la position de l'interface N-S. Nous voyons ainsi que dans la partie centrale des deux bobines la tension détectée varie linéairement avec la position.

Ce signal sera proportionnel à $NSH_c \frac{dy}{dt}$ où N est le nombre de tours par mètre, S la section de l'échantillon, et $\frac{dy}{dt}$ la vitesse de la limite de phase.

Pour une limite de phase en équilibre instantanée avec le champ magnétique alternatif, la vitesse de la limite de phase est donnée par :

$$\frac{dy}{dt} = \frac{dH}{dt} / \text{grad } H_s$$

comme le gradient est faible et que H_s est donc voisin de H_c , le signal détecté sera donc donné par :

$$NS \frac{dH}{dt} H_s / \text{grad } H_s.$$

Supposons maintenant que la limite de phase ne soit pas libre de suivre la modulation du champ magnétique, le signal observé sera donc dû à un effet de mutuelle induction.

Ce signal sera nul si la limite de phase est en dehors des bobines, du fait de l'enroulement en sens contraire. Il deviendra maximum en passant au milieu des deux bobines et décroîtera ensuite vers zéro.

Notons que son amplitude sera alors $= NLS \frac{dH}{dt}$ où L est la longueur d'une des bobines.

Ce fait est important car pratiquement, la coexistence des deux phénomènes est permanente, mais elle diffère d'un facteur $H_s / (L \text{ grad } H_s)$ qui a été calculé de l'ordre de 10^3 et en pratique se révèle un peu plus faible ($\nu = 2 \text{ Hz}$). Notons que si la fréquence augmente, nous avons constaté que la limite de phase n'était plus libre de suivre les variations du champ, et donc le phénomène de mutuelle induction devient prépondérant ; nous reviendrons ultérieurement sur ce point. Pratiquement ceci nous a obligé à travailler à des fréquences allant de 2 à 200 Hz.

2.4 APPAREIL DE MESURE. — Il est conçu pour travailler en déplacement de position. Pour ce faire, deux tubes coulissant l'un dans l'autre supportent l'un la bobine de modulation et la détection, l'autre le porte-échantillon. Celui-ci est constitué d'un morceau de gaine en polyéthylène fermé à son extrémité inférieure par un bouchon de plexiglass percé, de façon à assurer un bon contact thermique avec le bain d'hélium 4 (Fig. 3).

La régulation de température est assurée par une résistance de chauffage plongeant au fond du cryostat. Elle assure une bonne homogénéité du bain. Deux résistances de mesure type Allen Bradley (330 Ω , 56 Ω) sont fixées sur la paroi du réservoir d'hélium 4, permettant de mesurer la température à une profondeur

FIG. 3. — Schéma de l'appareil immergé dans l'hélium.

voisine de l'échantillon pour éviter les corrections hydrostatiques [4].

2.5 ECHANTILLON. — Nous avons utilisé dans cette étude des échantillons de Hg, In, Sn, Pb monocristaux et polycristaux de pureté nominale 99,999 9 A %. Nous avons également réalisé des échantillons de mercure dopés en utilisant du Na et Zn de puretés nominales respectives 99,99 A % et 99,999 A %. Les différents pourcentages d'impuretés ont été réalisés à partir d'une solution de concentration relativement élevée (1 A %), que nous avons ensuite diluée avec des volumes connus de mercure pur, nous permettant d'obtenir des concentrations plus faibles sans augmenter l'erreur de mesure. Dans tous les cas, nous avons constaté l'équivalence entre les échantillons monocristallins et polycristallins.

3. Expérimentation. — L'expérimentation se déroule de la façon suivante :

On provoque un brusque déplacement de l'échantillon, soit vers les champs supérieurs à H_c , soit vers les champs inférieurs à H_c ; dans le premier cas l'interface N-S se déplacera de telle façon que la phase normale avancera, et dans le second cas, la phase supraconductrice progressera.

Nous avons constaté une faible variation linéaire, avec l'amplitude de déplacement, de la réponse en temps.

Pour conserver une référence constante dans les résultats, nous avons choisi un déplacement de part et d'autre du point d'équilibre de l'ordre de 1 cm.

3.1 ECHANTILLONS PURS. — A chaque fois, nous avons constaté deux choses :

a) les courbes de relaxation ont à peu près la forme d'exponentielles, ce qui nous autorise à calculer τ en prenant le temps mis par l'amplitude du signal pour diminuer dans un rapport $1/e$ (Fig. 4) ;

FIG. 4. — Enregistrement du retour à la position d'équilibre après une brusque variation de déplacement de l'échantillon.

b) le temps de relaxation correspondant à l'envahissement de l'échantillon par la phase normale (τ_N) est beaucoup plus court que celui correspondant à l'avance de la phase supraconductrice (τ_S). Typiquement, nous avons obtenu :

$$\tau_N \leq 2 \text{ s.}$$

L'enregistreur n'étant précis qu'à partir de 1 s, nous n'avons mesuré que $\tau_s = f(T/T_c)$ qui seul donnait des mesures supérieures à cette marge d'erreur ;

 FIG. 5. — Temps de relaxation τ_s mesuré en fonction de T/T_c pour des corps purs.

c) les courbes que nous avons obtenues sont sensibles à certaines conditions d'expériences.

Elles sont indépendantes du choix entre variation de champ et de position de l'échantillon.

Elles sont indépendantes de la fréquence de modulation. Elles semblent légèrement sensibles à la présence du milieu d'échange thermique ; en effet, nous avons constaté que les pics observés s'élargissaient et diminuaient en amplitude pendant que le minimum observé de τ_s semblait s'accroître, si l'on faisait le vide autour de l'échantillon.

Enfin, elles sont extrêmement sensibles à la présence d'impuretés (Fig. 6).

FIG. 6. — Temps de relaxation τ_s mesuré pour le mercure dopé.

3.2 ETUDE DES PROPRIÉTÉS DU DOPAGE. — Nous avons utilisé pour le mercure deux types de dopant choisis pour leur bonne stabilité, garantissant une solution et non un alliage [5].

Nous avons remarqué que, si pour les métaux purs, τ_N est toujours court, pour des métaux dopés (0,01 A %), τ_N suit pratiquement la variation de τ_s excepté le maximum des basses températures qui n'existe pas pour τ_N .

4. Rôle de la pellicule supraconductrice. — Nous pouvons différencier les deux maxima : le maximum

des hautes températures n'existant de façon symétrique ($\tau_N = \tau_s$) que pour des métaux purs, cela suggère un mécanisme de diffusion thermique ; en effet, la conductivité de l'état normal est ici très supérieure à celle de l'état supraconducteur sauf pour des métaux purs. De plus, dans le cas de τ_s , l'apparition d'une pellicule supraconductrice constatée par Faber, causé par l'avance plus rapide de la supraconductivité de surface, va encore accentuer la dissymétrie.

Cette pellicule est due aux meilleures conditions de propagation en surface (nucléation) et ce, sur une épaisseur de l'ordre de grandeurs des défauts. Avec les mesures de Faber, dans notre configuration de gradient, on trouve que l'épaisseur varie en raison inverse de la température. Cette pellicule se propage d'abord très vite jusqu'au point d'équilibre, suivi par l'état supraconducteur dans la masse de l'échantillon. Pour le maximum des basses températures, il est à noter qu'il disparaît pour des taux d'impuretés supérieurs à 0,005 A %, indiquant une dépendance au libre parcours moyen électronique. De plus n'existant que pour τ_s , donc uniquement en présence de la pellicule de surface, ceci nous conduit à imaginer un système d'interférence d'ondes thermiques à travers la pellicule (évacuation de la chaleur latente).

Afin de vérifier notre hypothèse, nous avons réalisé des échantillons de plomb et d'indium cuivrés et nous avons refait les mesures. Nous voyons que le maximum des basses températures disparaît avec le cuivrage (Fig. 7), or celui-ci supprime la pellicule [6, 7]. Donc le rôle de la couche supraconductrice est démontré.

FIG. 7. — τ_s de l'indium avec plaquage de cuivre et décapage chimique.

Nous avons également, pour confirmer cette expérience, mesuré l'amplitude de la transition totale enregistrée en fonction de la vitesse du balayage.

Si nous faisons vibrer la limite de phase à une fréquence ν et que nous déplaçons en même temps celle-ci d'un mouvement uniforme, l'amplitude de la vibration sera maximum lorsque la vitesse d'évacuation thermique V sera supérieure à la vitesse de déplacement linéaire V_c . En effet si $V < V_c$ la vibration sera bloquée par un mur énergétique.

C'est ce que nous avons réalisé à plusieurs fréquences (6 → 200 Hz), à plusieurs vitesses

$$(V_h = 0,056 \text{ G/s} \rightarrow 11,2 \text{ G/s})$$

en fonction de la température. Nous obtenons alors des courbes où nous voyons que jusqu'à une certaine vitesse critique l'amplitude de la vibration reste constante pour chuter rapidement ensuite (Fig. 8).

FIG. 8. — a), b) variation de $V_{CH} = f(T/T_c)$, ou V_{CH} représente la vitesse de déplacement de l'interface N-S, au-delà de laquelle l'amplitude de vibration détectée chute ; c) amplitude de la vibration de l'interface en fonction de la vitesse linéaire de déplacement de celui-ci ($\nu_0 > \nu_1 > \nu_2 > \nu_3$).

Notons que ces amplitudes correspondent en fait à l'amplitude totale de la transition, qui, nous l'avons vu précédemment, est proportionnelle à l'amplitude de la vibration de l'interface N-S.

L'augmentation du signal en fonction de la fréquence vient du fait que le phénomène de mutuelle induction n'est pas négligeable et tend à augmenter le signal total. Nous voyons d'ailleurs que V_{CH} est indépendante de ν .

Ces courbes de V_{CH} en fonction de T/T_c montrent le ralentissement de l'évacuation thermique pour T/T_c petit et correspondant au maximum de τ_s .

5. Conclusions expérimentales. — Faisons le résumé des résultats obtenus :

dans le cas pur :

- $\tau_N < 2 \text{ s}$
- τ_s présente plusieurs maxima ;

dans le cas impur :

- $\tau_N = \tau_s$ sauf pour le maximum aux basses températures visible sur τ_s aux faibles concentrations d'impuretés.

Dans les deux cas précédents :

- τ_s indépendant de :
 - fréquence de modulation,
 - gradient de champ magnétique,
 - courant de modulation,
 - amplitude de la perturbation.
- τ_s sensible à :
 - milieu ambiant.

Pour un métal plaqué complètement et partiellement (bande de cuivre, puis décapé) :

- dans le premier cas τ_s perd le maximum des basses températures,
- dans le second cas τ_s le récupère.

Vitesse d'évacuation de l'énergie :

- vitesse critique montrant un ralentissement à la température du maximum le plus bas en température.

6. Modèle théorique. — 6.1 MESURE DE τ_N PUR. — Nous pouvons à partir des équations de Maxwell lier la variation du champ magnétique avec la pro-

FIG. 9. — a) cas théorique ; b) cas pratique.

fondeur de pénétration, H étant parallèle à la surface du métal [8] (Fig. 9a)

$$\text{Rot } E = -\frac{1}{c} \mu \frac{\partial H}{\partial t}$$

$$\text{Rot } H = \frac{4 \pi j}{c} + \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t}$$

$$\text{div } H = 0.$$

Appelons H_e le champ extérieur à l'échantillon et H le champ dans la partie normale.

En combinant ces équations nous obtenons :

$$\text{Rot Rot } H = \text{Rot } \frac{4 \pi j}{c} + \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial}{\partial t} \text{Rot } E$$

$$\Delta H = \sigma \frac{4 \pi \mu}{c^2} \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\mu \varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}.$$

Posons

$$h = H_c/H_c = 1 + p \quad \text{et} \quad H = H_c(1 + f).$$

Si nous négligeons le deuxième terme du second membre, ce qui est possible compte tenu des caractéristiques des métaux utilisés :

$$\Delta h = + \frac{4 \Pi \sigma}{c^2} \mu \frac{\partial}{\partial t} h; \quad D = 4 \Pi \sigma \mu / c^2$$

$$\begin{aligned} f &= p & \text{pour } x &= 0 \\ f &= 0 & \text{pour } x &= x_0 \end{aligned} \rightarrow \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)_{(x=x_0)} = -D \frac{dx_0}{dt}$$

$$f = f(y_0) \quad y_0 = x/x_0.$$

Nous pouvons alors, ainsi que Pippard l'a calculée, écrire l'équation sous la forme :

$$f'' + D/2 y_0 \frac{d}{dt} (x_0)^2 f' = 0$$

où

$$f'' = \frac{d^2 f}{dy_0^2} f' = \frac{df}{dy_0}.$$

Le coefficient de f' devant être indépendant de t Pippard donne alors cette condition sous la forme :

$$\frac{d}{dt} (x_0)^2 = b \frac{2P}{D}.$$

La vitesse de propagation dans une transition $S \rightarrow N$ est donnée par V :

$$x_0^2 = \frac{2bP}{D} t$$

soit :

$$V = \frac{2bP}{D} \left/ 2 \sqrt{\frac{2bP}{D}} t \right.$$

$$V = \frac{bP}{Dx_0}$$

b est un nombre tel que :

$$b \int_0^1 \exp \left| \frac{1}{2} bP(1 - y_0^2) \right| dy_0 = 1.$$

En effet, l'équation s'écrit :

$$f'' + bPy_0 f' = 0.$$

En intégrant et appliquant la condition :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)_{x=x_0} = -D \frac{dx_0}{dt}$$

$$f' = bP \exp \left| \frac{1}{2} bP(1 - y_0^2) \right|$$

qui donne la condition précédente en intégrant et appliquant

$$\begin{cases} f = P & \text{pour } x = 0 \\ f = 0 & \text{pour } x = x_0 \end{cases}$$

t = le temps

σ est la conductivité électrique du métal normal

c la vitesse de la lumière dans le thermostat

x_0 = distance de pénétration.

Un certain nombre de conditions doivent être remplies pour l'analyse ci-dessus :

— la profondeur de pénétration du champ dans la partie supraconductrice est négligeable devant x_0 ,

— la transition est isotherme,

— la conductivité thermique est suffisante pour effectuer les échanges de chaleur plus rapidement que la progression du champ magnétique, c'est-à-dire :

$$\frac{1}{D} \ll \frac{K}{C}$$

où C est la chaleur spécifique par unité de volume et K la conductivité thermique :

$$K = \Pi^2 k_B^2 T \sigma / 3 e^2$$

l'inégalité est alors :

$$\sigma^2 \gg (3 e^2 c^2 C) / (4 \Pi^3 k_B^2 T \mu)$$

ceci est très facilement réalisé pour un métal de bonne pureté :

— les courants de déplacement sont négligés : ceci sera le cas si la vitesse est de l'ordre du cm/s,

— l'effet Hall n'est pas pris en considération.

Cette théorie ne peut cependant s'appliquer simplement dans notre cas pour plusieurs raisons :

— le champ n'est pas constant le long de l'échantillon (présence du gradient) mais celui-ci étant faible l'approximation reste valable ;

— la supraconductivité se détruit dans un plan perpendiculaire à celui du champ, et de plus l'échantillon est cylindrique.

On peut alors montrer que les formules précédentes sont encore valables avec une bonne approximation [8] en faisant remarquer que les lignes de champ vont *longer* la surface de séparation. Cependant, il faut remarquer que la zone supraconductrice se détruit en progressant sous une forme conique (Fig. 9), donc :

$$v = \frac{dx}{dt} \sin \theta$$

où θ est l'angle fourni par l'axe de l'échantillon et la paroi du cône supraconducteur.

A ce facteur près qui ne fait que diminuer V au maximum d'un ordre de grandeur, on constate que V sera de l'ordre de 10 cm/s ce qui donne un τ_N court, inférieur à l'erreur de mesure qui est de 2 s.

6.2 MAXIMUM DES HAUTES TEMPÉRATURES POUR τ_S PUR ET τ_N IMPUR. — Dans le cas de τ_S nous devons évacuer la chaleur latente de transition. Cette évacuation est freinée par la présence de la pellicule S autour

de l'échantillon et par les courants de déplacement qui, créant de la chaleur par effet Joule, s'opposent à la progression de l'état S.

Dans le cas de τ_N nous devons faire venir de la chaleur (inverse de la chaleur latente) qui est en partie fournie par l'effet Joule qui, cette fois-ci, aide au déplacement ; de plus $K_N \gg K_S$ (K conductivité thermique) ; il est donc normal que $\tau_S \gg \tau_N$ dans le cas pur.

Si maintenant la pureté diminue, l'effet Joule diminuera aussi car la résistivité ρ_0 augmentera. De plus, dans ce cas $K_N = K_S$, donc malgré la présence de la pellicule S, $\tau_S = \tau_N$.

Si nous supposons que les échanges d'énergie vont se faire selon une direction radiale, que nous supposons être Ox, nous pouvons écrire que la variation d'énergie est proportionnelle au gradient de température :

$$\frac{dQ}{dt} = K_T A_x T \quad K_T \text{ conductivité thermique.}$$

L'énergie $\frac{dQ}{dt}$ dans l'équation précédente est la chaleur latente comprise dans un volume balayé par unité de temps :

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{H_0^2}{2\pi} \left(\frac{T_0^2}{T_c^2} - \frac{T_0^4}{T_c^4} \right) S \frac{dy}{dt} = \Phi \cdot \frac{dy}{dt}$$

où S est la section de l'échantillon et T_0 la température du bain d'hélium.

FIG. 10. — Schéma simplifié de l'avance de l'interface dans le cas de τ_s .

Soit, y_∞ la position d'équilibre si $t \rightarrow \infty$. En y , la température de l'interface N-S, est $T(H(y)) \neq T_0$ donc :

$$A_x T = T(H(y)) - T_0$$

mais

$$H(y) = y \Delta H + H_c$$

donc la variation dans la direction ox à une côte y vaut :

$$A_x T = T_c \sqrt{1 - \frac{H}{H_0} \cdot y - \frac{H_c}{H_0}} - T_0$$

soit :

$$A_x T \approx -\frac{1}{2} \frac{\Delta H}{H_0 \sqrt{1 - \frac{H_c}{H_0}}} y = -\eta y$$

l'équation de transfert devient alors :

$$\phi \frac{dy}{dt} = -K_T \eta y$$

où

$$y \approx \exp\left(-\frac{\eta K_T t}{\phi}\right)$$

ce qui vérifie bien la réponse exponentielle constatée, avec : $\tau = \Phi/(\eta K_T)$. Ecrivons qu'à ces températures seule la conductivité électronique aura un rôle :

$$\frac{1}{K_{en}} = \alpha T^2 + \frac{\beta}{T}$$

avec (9) :

$$\alpha = \frac{a}{\theta_D^2} \quad \frac{a}{\theta_D} = \text{constante dépendant du corps}$$

$$\beta = \frac{\rho_0}{L} \quad \frac{\rho_0}{L} = \text{résistivité}$$

$$K_{es}/K_{en} = \left[2f(-y_1) + 2y_1 \log(1 + e^{-y_1}) + y_1^2/(1 + e^{y_1}) \right] / 2f(0) \quad (9)$$

$$y_1 = \Delta/kT \quad \text{et} \quad f(y_1) = \int_0^\infty dz z/(1 + e^{z+y_1})$$

Pour tenir tout de même compte de la conductivité par le réseau, il faut additionner à K_{es} et K_{en} un terme :

$$\frac{T^3}{B_0} \quad \text{où} \quad B_0 \text{ est une constante.}$$

Nous sommes donc ramenés à étudier une fraction polynominale

$$1/\tau(T) = \frac{\eta K_T}{\Phi}(T).$$

Numériquement la représentation de cette courbe pour T de 0 à T_c présente un maximum qui, calculé pour l'étain se situe à peu près à $T/T_c = 0,8$ ce qui correspond, bien qu'à ce maximum $\tau_s = 6$ s. Cette différence provenant sans doute de la résistance entre la pellicule S et la partie normale.

De plus K_T dépendant de ρ_0 la résistivité, nous voyons que si ρ_0 augmente le maximum pour τ_s se déplacera vers T_c . Là aussi l'expérience confirme bien

les résultats (concentration faible) au-delà d'une valeur trop élevée les phénomènes de conduction sont plus compliqués (changement de phase métallurgique).

6.3 MAXIMUM DES BASSES TEMPÉRATURES POUR τ_s . — Dans l'état N, chaque électron possède une énergie moyenne

$$E_n = \frac{3}{2} kT + E_F(T).$$

Si nous admettons le principe d'interférence thermique, nous devons supposer qu'à travers la barrière que constitue la pellicule supraconductrice, il va y avoir transfert de chaleur.

Le plus délicat est de connaître le support de ce transfert. Ici, nous avons deux solutions : les phonons et les électrons normaux. Les phonons à ces températures jouent un rôle beaucoup plus faible que les électrons. Dans le modèle que nous allons développer, nous admettons que la conduction électronique est prépondérante, ce qui donne nous le verrons, des résultats compatibles avec ceux de Faber.

L'énergie dégagée de chaleur latente va être transportée par ces électrons, chacun d'eux transportant une énergie

$$E_L = \frac{\Delta^2}{2 E_F}$$

où Δ est la moitié de la valeur du gap supraconducteur [10].

L'énergie des électrons normaux de conduction s'écrit donc :

$$E_e = E_n + E_L$$

cette énergie peut suivre deux chemins :

— soit traverser la pellicule et donc donner un temps court,

— soit longer ce *tuyau* supraconducteur et donner un temps long.

A ces températures, la conduction qui prédomine est celle des électrons. Supposons un électron de vecteur d'onde K_1 qui s'approche de la pellicule supraconductrice ; à son contact il sera diffusé en trou de vecteur K_2 par le potentiel de paire Δ . Après réflexion sur l'hélium, il retournera à l'interface N-S, mais ne pourra interférer avec l'électron initial, qu'après une réflexion le transformant en trou $-K_2$ diffusé par Δ en électron $-K_1$.

Dans un métal normal, une excitation électron ou trou peut se relier au vecteur d'onde K par la relation :

$$E = \left| \frac{\hbar^2}{2m} K^2 - \varepsilon_F \right|$$

le niveau est quatre fois dégénéré

$$K \simeq \pm (k_F \pm q) \quad \text{avec} \quad q = \frac{E}{\hbar V_F}.$$

La différence de marche vaut $2d$.

Les ondes de vecteurs :

$$\begin{aligned} k_F + q &= k_2 \\ -k_F - q &= -k_2 \end{aligned}$$

étant de nature électrons et celle de vecteurs

$$\begin{aligned} k_F - q &= k_1 \\ -k_F + q &= -k_1 \end{aligned}$$

de type trous.

Toutes ces ondes sont de la forme :

$$\Psi(E, k) = \exp \left[i \left(kx - \frac{Et}{\hbar} \right) \right].$$

Ces quatre ondes progressives ont deux à deux même vitesse de groupe. On sait que dans un supraconducteur les états excités sont une combinaison linéaire trou-électron :

$$\Psi(x) = \begin{pmatrix} u(x) \\ v(x) \end{pmatrix}$$

où $u(x)$ et $v(x)$ sont solutions des équations de Bogoliubov :

$$\begin{aligned} \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta^2 - \varepsilon_F + V(x) \right) u(x) + \Delta(x) v(x) &= Eu(x) \\ \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta^2 + \varepsilon_F - V(x) \right) v(x) + \Delta(x) u(x) &= Ev(x) \end{aligned}$$

avec $V(x)$ et $\Delta(x)$ les potentiels de la méthode Hartree *Self-Consistante*.

L'onde aller s'écrit :

$$\Psi_+(x) = \frac{1}{2} (\Psi(k_2) + \Psi(-k_1))$$

$$\Psi_+(x) = \cos k_F x \cdot \exp \left[i \left(qx - \frac{Et}{\hbar} \right) \right].$$

L'onde retour :

$$\Psi_-(x) = \cos k_F x \cdot \exp \left[i \left(-qx - \frac{Et}{\hbar} \right) \right]$$

Nous aurons interférence destructive si

$$qd = (2n + 1) \Pi / 2$$

soit en posant :

$$q = \frac{2\Pi}{\lambda}, \quad d = \frac{\lambda}{4} (2n + 1)$$

et en posant $E_e - E_F = E$ nous aurons alors l'équivalent d'un interféromètre [11], en supposant que le paquet d'ondes est assez monochromatique.

Nous avons alors impossibilité de *sortir* à travers la pellicule S ce qui explique l'augmentation de τ_s seul, indépendamment de ρ_0 la résistivité, excepté le fait que si ρ_0 augmente, l_e , le libre parcours moyen électronique diminue et ainsi la condition de cohérence va disparaître entraînant la disparition du maximum.

En prenant

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3 \Pi^2 n_0)^{2/3}$$

n_0 = nombre d'électrons de conduction par unité de volume

$$v_F = \sqrt{2 \varepsilon_F / m^*} \quad m^* = 2 m. \quad (12)$$

Nous pouvons alors calculer les valeurs de d correspondant à la condition d'extinction par la relation

$$d = \frac{\hbar}{4} v_F \frac{1}{E} (2n + 1).$$

Nous voyons (Fig. 11) que ces résultats sont en accord avec ceux de Faber, en faisant remarquer que l'épaisseur S , expérimentalement varie peu avec ΔH ; en effet si ΔH varie (2) d'un facteur 2, d varie de 10 %, ce qui est inférieur à l'erreur de mesure.

Pour l'étain, à la température du maximum de τ_s ($T/T_c = 0,65$) si nous calculons d correspondant à l'extinction, on trouve :

Ordre 0	$d = 6,5 \mu$
Ordre 1	$d = 19,5 \mu$
Ordre 2	$d = 32,5 \mu$
Ordre 3	$d = 45,5 \mu$.

FIG. 11. — Variation expérimentale de d mesuré par Faber comparée avec les courbes d'interférences destructives des différents ordres.

d décroissant si T croît, nous voyons que seul l'ordre 2 va couper la courbe $d = f(T/T_c)$ en un point correspondant à peu près à 40μ . (Les calculs de Faber étant très imprécis nous ne donnons ces valeurs que comme ordre de grandeur.)

Bibliographie

- [1] FABER, T. E., *Proc. R. Soc. A* **214** (1952) 392.
- [2] FABER, T. E., *Proc. R. Soc. A* **219** (1953) 75.
- [3] FABER, T. E., *Proc. R. Soc. A* **223** (1954) 174.
- [4] CHANIN, G. et TORRE, J. P., *Phys. Rev.* **B 5** (1972) 4357.
- [5] HANSEN, M. et ANDERKO, K., *Constitution of binary alloys* (MacGraw Hill Book Company).
- [6] BÜRGER, J. P., DEUTSCHER, G., HURAU, J. P. et MARTINET, A., *Proc. of the Tenth Inter. Conf. on Low Temp. Phys.* (Moscou, 1966), Vol. II.
- [7] HURAU, J. P., *Phys. Lett. A* **20** (1966) 587.
- [8] LIÈVRE, C. et ROTHEN, F., *Helv. Phys. Acta* **V 46** (1973).
- [9] KLEMENS, P. G., *Handbuch der Physik*. S. Flügge, ed. (Springer Verlag, Berlin) 1956, ch. 4, Vol. 14.
- [10] BÜRGER, J. P., *Supraconductivité des métaux, des alliages et des films minces* (Monographies Masson) 1974, p. 47.
- [11] ROWELL, J. M. et MAC MILLAN, W. L., *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966) 453.
- [12] TOMASCH, W. J., *Phys. Rev. Lett.* **15** (1965) 672.