

N° d'Ordre

T H E S E

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Pierre MONCEAU

-000-

SUJET DE LA THESE : Etude des supraconducteurs par mesure de la
résistance de surface

-000-

SOUTENUE LE 25 MARS 1970 devant la Commission d'Examen

- | | |
|--------------------|---------------|
| MM. L. NEEL | Président |
| B. DREYFUS | |
| J. Le G. GILCHRIST | Examineurs |
| E. GUYON | |
| K. MAKI | Membre invité |

L I S T E des P R O F E S S E U R S

DOYEN HONORAIRE : Monsieur MORET

DOYEN : Monsieur BONNIER

PROFESSEURS TITULAIRES

MM. NEEL Louis	Physique Expérimentale
HEILMANN René	Chimie Organique
KRAVTCHENKO Julien	Mécanique Rationnelle
CHABAUTY Claude	Calcul différentiel et intégral
BENOIT Jean	Radioélectricité
CHENE Marcel	Chimie Papetière
FELICI Noël	Electrostatique
KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
BARBIER Reynold	Géologie Appliquée
SANTON Lucien	Mécanique des Fluides
OZENDA Paul	Botanique
FALLOT Maurice	Physique Industrielle
KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques
GALVANI O.	Mathématiques
MOUSSA André	Chimie Nucléaire
TRAYNARD Philippe	Chimie Générale
SOUTIF Michel	Physique Générale
CRAYA Antoine	Hydrodynamique
REULOS René	Théorie des champs
BESSON Jean	Chimie Minérale
AYANT Yves	Physique Approfondie
GALLISSOT	Mathématiques

Melle LUTZ Elisabeth	Mathématiques
BLAMBERT Maurice	Mathématiques
BOUCHEZ Robert	Physique Nucléaire
LLIBOUTRY Louis	Géophysique
MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
BONNIER Etienne	Electrochimie et Electro- métallurgie
DESSAUX Georges	Physiologie Animale
PILLET E.	Physique Industrielle & Electrotechnique
YOCCOZ Jean	Physique Nucléaire Théorique
DEBELMAS Jacques	Géologie Générale
GERBER Robert	Mathématiques
PAUTHENET R.	Electrotechnique
VAUQUOIS Bernard	Calcul Electronique
BARJON Robert	Physique Nucléaire
BARBIER Jean-Claude	Physique
SILBER R.	Mécanique des Fluides
BUYLE-BODIN Maurice	Electronique
DREYFUS Bernard	Thermodynamique
KLEIN Joseph	Mathématiques
VAILLANT François	Zoologie et Hydrobiologie
ARNAUD Paul	Chimie
SENGEL Philippe	Zoologie
BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la Cellulose
BRISSONNEAU P.	Physique
GAGNAIRE Didier	Chimie Physique
Mme KOFLER Lucie	Botanique
DEGRANDE Charles	Zoologie
PEBAY-PEROULA Jean-Claude	Physique
RASSAT André	Chimie Systématique
DUCROS Pierre	Cristallographie Physique
DODU Jacques	Mécanique Appliquée I.U.T.
ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des Fluides
LACAZE Robert	Thermodynamique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM. GIDON P.	Géologie et Minéralogie
GIRAUD P.	Géologie
PERRET R.	Servomécanique
Mme. BARBIER M.J.	Electrochimie
Mme. SOUTIF J.	Physique
COHEN Joseph	Electrotechnique
DEPASSEL R.	Mécanique des Fluides
GASTINEL Noël	Mathématiques Appliquées
GLENAT René	Chimie
BARRA Jean	Mathématiques Appliquées
COUMES André	Electrotechnique
PERRIAUX Jacques	Géologie et Minéralogie
ROBERT André	Chimie Papetière
BIAREZ Jean	Mécanique Physique
BONNET Georges	Electronique
CAUQUIS Georges	Chimie Générale
BONNETAIN Lucien	Chimie Minérale
DEPOMMIER Pierre	Physique Nucléaire et Génie Atomique
HACQUES Gérard	Calcul Numérique
POLOUJADOFF Michel	Electrotechnique
Mme KAHANE Josette	Physique
Mme BONNIER J.M.	Chimie
VALENTIN Jacques	Physique
PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques

PROFESSEURS ASSOCIES

MM. NAPP-ZINN	Botanique
RODRIGUES Alexandre	Mathématiques Pures
STANDING Kenneth	Physique Nucléaire

MAITRES DE CONFERENCES

MM. LANCIA Roland	Physique Atomique
DEPORTES C.	Chimie
Mme. BOUCHE Liane	Mathématiques
SARROT-REYNAULD J.	Géologie Propédeutique
KAHANE André	Physique Générale
DOLIQUE Jean-Michel	Electronique
BRIERE Georges	Physique
DESRE Georges	Chimie
LAZEROWICZ	Physique
BERTRANDIAS J.P.	Mathématiques Appliquées
LAURENT P.	Mathématiques Appliquées
Mme. BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
LONGEQUEUE J.P.	Physique
SOHM Jean-Claude	Electrochimie
ZADWORNY François	Electrotechnique
DURAND F.	Chimie Physique
CARLIER Georges	Biologie Végétale
AUBERT Georges	Physique
DELPUECH Jean-Jacques	Chimie Organique
PFISTER Jean-Claude	Physique
CHIBON P.	Biologie Animale
IDELMAN S.	Physiologie Animale
BOUVARD Maurice	Hydrologie
RICHARD Lucien	Botanique
PELMONT Jean	Physiologie Animale
BLOCH Daniel	Electrotechnique I.P.
BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques Appliquées
MOREAU René	Hydraulique I.P.
BRUGEL L.	Energétique I.U.T.
SIBILLE R.	Construction Mécanique I.U.T.
ARMAND Yves	Chimie I.U.T.
BOLLINET Louis	Information I.U.T.

KUHN Gérard
GERMAIN Jean-Pierre
CONTE René
JOLY Jean-René
Mlle PIERY Yvette
BERNARD Alain

Energétique I.U.T.
Construction Mécanique I.U.T.
Thermodynamique
Mathématiques Pures
Biologie Animale
Mathématiques Pures

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM. SAWCZUK A.
CHEEKE John
YAMADA O.
NATR Lubomir
NAYLOR Arch
SILBER Léo
NOZAKI Akihiro
RUTLEDGE Joseph
DONOHO Paul
EGGER Kurt

Mécanique des Fluides
Thermodynamique
Physique du Solide
Biologie Végétale
Physique Industrielle
Radioélectricité
Mathématiques Appliquées
Mathématiques Appliquées
Physique Générale
Biologie Végétale

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur le Professeur NEEL, Membre de l'Institut, pour l'honneur qu'il m'a fait d'accepter la présidence du jury de cette thèse.

Je remercie Monsieur le Professeur DREYFUS, Directeur du Centre de Recherches sur les Très Basses Températures où cette thèse a été effectuée, pour l'intérêt et les encouragements qu'il m'a prodigués.

Je suis très sensible à l'honneur qu'ont bien voulu m'accorder Monsieur le Professeur GUYON et le Docteur MAKI, en acceptant de faire partie de ce jury et je leur suis très reconnaissant de tous les conseils qu'ils m'ont donnés.

Cette étude a été commencée en Octobre 1965 où j'ai été accueilli au laboratoire par le regretté Professeur WEIL. Le sujet de recherche m'a été proposé par Monsieur GILCHRIST, Chargé de Recherches au C.N.R.S. qui a assuré la direction de cette thèse. Je ne saurais trop lui exprimer ma gratitude pour l'amicale bienveillance qu'il m'a manifestée. Ce travail lui doit beaucoup et je l'en remercie vivement.

Je remercie tous mes camarades du laboratoire qui m'ont apporté une aide précieuse, en particulier Messieurs ALLAIN, BROCHIER, VALLIER ; je n'oublie pas non plus le personnel technique du laboratoire, Messieurs GIANESE, FAURE-BRAC, BETHOUX et ROSSO.

Je remercie enfin Madame JULLIEN qui a assuré la dactylographie de ce mémoire avec dévouement.

TABLE DES MATIERES

- RESUME.....	1
- INTRODUCTION.....	2
- <u>CHAPITRE I : GENERALITES SUR LES SUPRACONDUCTEURS.....</u>	6
I.1. Equations de GINSBURG-LANDAU.....	6
I.2. Résolution des équations de G.L. pour un milieu infini : solution d'ABRIKOSOV.....	9
I.3. Résolution des équations de G.L. pour un milieu semi-infini en champ parallèle : solution de SAINT-JAMES et DE GENNES.....	12
I.4. Extension des équations de G.L. à toutes températures.	13
I.5. Equations de G.L. dépendant du temps.....	15
- <u>CHAPITRE II : DESCRIPTION DE LA TECHNIQUE EXPERIMENTALE.....</u>	17
II.1. Définition et mesure de l'impédance de surface.....	17
II.2. Description de l'appareil expérimental.....	19
- <u>CHAPITRE III : PREPARATION ET CARACTERISTIQUES DES ECHANTILLONS</u>	29
III.1. Alliages Plomb-Indium.....	29
III.2. Alliages Niobium-Tantale.....	33
- <u>CHAPITRE IV : ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	
IV.1. Méthode de mesure.....	36
IV.2. Analyse des courbes de résistance de surface.....	40
IV.3. Détermination des courbes d'aimantation.....	41
IV.4. Paramètres influençant la valeur de la résistance de surface (polissage de la surface, hystérésis, fréquence, puissance haute fréquence).....	43

-	<u>CHAPITRE V : INTERPRETATION MACROSCOPIQUE DE LA RESISTANCE</u>	
	<u>DE SURFACE DANS L'ORIENTATION PERPENDICULAIRE.....</u>	55
	V.1. Expression de la résistance de surface.....	58
	V.2. Mesure de la résistivité de l'état mixte et comparaison	65
	V.3. Variation en température aux faibles valeurs de	
	l'induction.....	74
-	<u>CHAPITRE VI : ETUDE MICROSCOPIQUE DE LA RESISTANCE DE SURFACE</u>	
	<u>DANS L'ORIENTATION PERPENDICULAIRE.....</u>	83
	VI.1. Rappels théoriques.....	83
	VI.2. Analyse des résultats expérimentaux.....	90
	VI.3. Expérience complémentaire : résistance de surface en	
	champ nul.....	105
-	<u>CHAPITRE VII : RESISTANCE DE SURFACE DANS LE REGIME DE</u>	
	<u>SUPRACONDUCTIVITE SUPERFICIELLE.....</u>	108
	VII.1. Expressions théoriques de $\frac{R}{R_n}$	108
	VII.2. Analyse des résultats expérimentaux.....	112
	VII.3. Détermination des champs critiques et variation de	
	$\frac{H_{c3}}{H_{c2}}$ avec la température.....	121
-	<u>ANNEXE : RESISTANCE DE SURFACE DU PLOMB.....</u>	128
-	<u>APPENDICE A</u> : détails de la construction d'une ligne coaxiale	
	50 Ohms.....	135
-	<u>APPENDICE B</u> : Calcul de $\frac{R}{R_n}$ à partir des courbes de résonance..	136
-	<u>CONCLUSIONS</u> :	141
-	<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	143

R E S U M E

Nous avons mesuré la résistance de surface de supraconducteurs à 2,4GHz par une méthode de résonance et fait une comparaison entre nos résultats et les théories de CAROLI et MAKI, MAKI et FISCHER, THOMPSON.

Pour un supraconducteur de type II, lorsqu'on applique un champ magnétique perpendiculaire à sa surface qui le rend à l'état mixte, tant que l'énergie des photons incidents est très inférieure à l'énergie de dépairage la réponse est quasi statique et la résistance de surface s'exprime avec la même conductivité qu'en continu. Lorsque cette condition n'est plus vérifiée, au voisinage de la température de transition dans nos expériences, on doit tenir compte de la dépendance en fréquence de la conductivité. En mesurant la résistance de surface d'alliages de plomb-indium auprès de H_{c2} , nous avons déduit le deuxième paramètre de GINSBURG-LANDAU généralisé $\chi_2(t)$ dont la valeur est en accord avec celle déduite des mesures d'aimantation. Nous avons trouvé que la variation de $\chi_2(t)$ est plus grande que celle calculée théoriquement comme cela a été rapporté par de nombreux auteurs.

Nous avons étudié l'influence de la supraconductivité superficielle sur la résistance de surface lorsque le champ magnétique est parallèle à la surface. Nous trouvons un désaccord avec les théories reliant la résistance de surface auprès de H_{c3} au paramètre $\chi_2(t)$.

Enfin, nous rapportons des mesures de résistance de surface sur le Plomb pur et montrons que sous certaines conditions de température lorsque le champ magnétique est parallèle à la surface et inférieur à H_{c3} , la résistance de surface est plus grande que dans l'état normal.

I N T R O D U C T I O N

Les matériaux dont nous nous proposons de faire l'étude tiennent leur nom d'une propriété extraordinaire découverte d'abord sur le mercure par Kamerlingh ONNES en 1911 à savoir qu'en dessous d'une certaine température appelée température de transition T_c , la résistivité électrique devenait nulle. En 1940 LONDON fit les premières mesures de la résistivité de peau en haute fréquence sur l'étain supraconducteur à 1,5 G Hz montrant que la résistance de surface décroît brutalement lorsqu'on abaisse la température en dessous de T_c puis moins brutalement mais ne devient nulle seulement lorsque la température tend vers zéro.

1 - RAPPEL HISTORIQUE

Le modèle des deux fluides de GORTER et CASIMIR (1934) s'il ne donne qu'un accord qualitatif, permet d'expliquer la variation de la résistance de surface avec la température et la fréquence. Le modèle suppose que le supraconducteur est formé de deux sortes d'électrons, des électrons normaux et supraconducteurs. Les électrons supraconducteurs dans la couche superficielle se déplacent sans collisions mais possèdent une inertie entretenant un champ électrique qui conduit à des pertes dans le fluide normal ; ces pertes s'annulent lorsque tous les électrons sont supraconducteurs c'est-à-dire à température nulle. A cette époque la théorie de l'effet de peau anormal n'était pas connue mais, lorsqu'elle a été faite d'abord pour les métaux normaux par REUTER et SONDHEIMER (1948) puis appliquée aux supraconducteurs par PIPPARD (1950) un bien meilleur accord avec les résultats expérimentaux a été trouvé.

En 1957, BARDEEN, COOPER et SCHRIEFFER (D.C.S. par la suite) traitent la théorie microscopique de l'état supraconducteur dans laquelle les électrons sont condensés en paires dites paires de COOPER et mettent en évidence une bande interdite dans le spectre d'excitations. A partir de cette théorie, MATTIS et BARDEEN (1958),

ABRIKOSOV et al (1958) donnent les expressions de la résistance de surface qui dans la limite où le libre parcours moyen des électrons est infini, se rapprochent des résultats de PIPPARD (valables à basses fréquences et basses températures). MILLER (1960) a calculé la résistance de surface de l'aluminium pur qui s'accorde très bien aux mesures de BIONDI et GARFUNKEL (1959). Si la fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$ s'approche de la fréquence de la bande interdite $\hbar\omega = 2\Delta(T)$ où $2\Delta(T)$ est l'énergie de la bande interdite à la température T il y a excitation des paires de Cooper à travers celle-ci. En mesurant en fonction de la fréquence et de la température le rapport de la résistance de surface à son état normal, on peut établir la loi de variation de la bande interdite avec la température. Aux fréquences très élevées (fréquences optiques avec $\hbar\omega \gg 2\Delta(0)$), le supraconducteur se comporte comme un métal normal. Tous ces calculs ont été faits pour des supraconducteurs purs (de type I) dans la limite de l'effet de peau anormal. L'effet d'un champ magnétique étudié d'abord par PIPPARD (1950) a fait l'objet de nombreuses expériences et théories résumées par GARFUNKEL (1968).

2. SUPRACONDUCTEURS DE DEUXIEME ESPECE

Mais un deuxième type de supraconducteurs appelés type II fut découvert et largement étudié aux environs des années 1960. Au lieu d'avoir une simple transition de l'état supraconducteur à l'état normal à un champ critique H_c , il est caractérisé par un champ de première pénétration de flux magnétique H_{c1} en dessous duquel le supraconducteur est dans l'état Meissner, tout comme un type I à un champ inférieur à H_c , puis par une pénétration progressive du flux magnétique sous forme de lignes de flux entre H_{c1} et H_{c2} champ auquel il devient normal. Le supraconducteur est alors dans ce qu'on appelle l'état mixte qui a été étudié par ABRIKOSOV (1957) et nous rappelons les résultats de sa théorie au chapitre I. Vu la complexité de l'état mixte, les expériences en haute fréquence pourraient paraître difficiles à interpréter mais à cause du libre parcours moyen très petit de ce type de supraconducteurs formé principalement d'alliages, les conditions classiques locales s'appliquent toujours ce qui simplifie le problème.



Les premières mesures de résistance de surface, des supraconducteurs dans l'état mixte ont été faites par CARDONA et al (1964). Ces expériences ont suggéré que les électrons normaux auxquels est attribué la résistance de surface sont concentrés aux coeurs des lignes de flux plutôt que d'être repartis à travers le supraconducteur comme le suppose la théorie des deux fluides.

3. ANISOTROPIE DE LA RESISTANCE DE SURFACE

Les mesures de résistance de surface ont été faites avec plusieurs orientations de l'échantillon par rapport au champ magnétique statique H_0 dont on peut classifier les principales comme suit ;

- Orientation perpendiculaire où H_0 est perpendiculaire à la surface de l'échantillon.
- Orientation transverse où H_0 est parallèle à la surface de l'échantillon, mais perpendiculaire au courant haute fréquence induit dans l'échantillon.
- Orientation longitudinale où H_0 est parallèle à la surface de l'échantillon et aussi au courant haute fréquence.

Une très grande anisotropie de la résistance de surface a été trouvée par CARDONA et al (1964) entre les orientations transverse et longitudinale. Un calcul simplifié a été fait par FISCHER (1964) en décrivant un modèle où la conductivité du milieu varie sinusoidalement dans une direction du plan de la surface.

Très récemment de nombreuses théories (CAROLI et MAKI (1967)), FISCHER et MAKI (1968) MAKI et FISCHER (1969a) FISCHER et al (1970), THOMPSON (1970)) rendent compte de la résistance de surface dans les trois orientations principales.

4. BUT ET PLAN DE CETTE THESE

Le but de notre travail est de comparer nos mesures de résistance de surface dans les orientations perpendiculaire et transverse avec ces nouvelles théories. Nous avons mesuré la résistance de surface à 2,4 GHz sur divers échantillons d'alliages Plomb-Indium et de Niobium-Tantale. Le chapitre I est un rappel de généralités théoriques nécessaires à l'explication de nos mesures, et le chapitre II et III sont consacrés à la description de l'appareillage expérimental et aux caractéristiques des échantillons. Le chapitre IV est une analyse des résultats expérimentaux en fonction des différents paramètres influençant la résistance de surface. Dans les chapitres V et VI, nous nous intéressons aux mesures dans la géométrie perpendiculaire avec une analyse macroscopique de la résistance de surface et une étude de la variation de la résistance de surface au voisinage du champ H_{c2} . Le chapitre VII décrit les résultats dans la géométrie transverse où nous passerons en revue les théories de la supraconductivité superficielle. Enfin, en annexe, nous rapportons des mesures de résistance de surface sur le plomb pur.

CHAPITRE I : GENERALITES SUR LA SUPRACONDUCTIVITE

En I.1 nous rappelons la théorie de GINSBURG-LANDAU (G.L.) ainsi que les définitions des longueurs caractéristiques d'un supraconducteur ; en I.2. et I.3. nous appliquons les équations de G.L. à la résolution du potentiel de paires loin d'une surface (solution d'Abrikosov) et près d'une surface parallèle au champ magnétique appliqué H_0 (solution de SAINT-JAMES et de GENNES). Puis nous indiquons brièvement les résultats des théories étendant la théorie de G.L. à toutes températures. Enfin, nous indiquons la généralisation des équations de G.L. par l'inclusion de termes dépendant du temps.

I.1. EQUATIONS DE GINSBURG-LANDAU

G.L. (1950) ont introduit un paramètre d'ordre complexe $\Psi(r)$ caractérisant le degré de supraconductivité en différents points du matériau, défini comme étant zéro dans l'état normal et tel que $|\Psi(r)|^2$ soit égal à la densité d'électrons supraconducteurs. La densité d'énergie libre au voisinage de la température de transition en fonction de $\Psi(r)$ en présence d'un champ magnétique a pour forme

$$F_s = F_n + \alpha(T) |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 + \frac{1}{2m} \left| \left(-i\hbar \vec{\nabla} - \frac{2e\vec{A}}{c} \right) \Psi \right|^2 + \frac{\hbar^2}{8\pi}$$

avec $\alpha(T) = (T - T_c) \left. \frac{d\alpha}{dT} \right|_{T=T_c}$ et $\beta(T) = \beta(T_c) > 0$

Le terme $\frac{\hbar^2}{8\pi}$ représente l'énergie magnétique associée avec le champ magnétique local \vec{h} . En minimisant l'intégrale de F_s sur tout le volume de l'échantillon par rapport aux variations locales de Ψ et du potentiel vecteur \vec{A} , on obtient les deux équations de G.L.

$|\Psi(r)|^2 =$ densité d'électrons supra

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha(T)\Psi + \beta(T)|\Psi|^2\Psi + \frac{1}{2m} \left(-i\hbar\vec{\nabla} - \frac{2e\vec{A}}{c} \right)^2\Psi = 0 \end{array} \right. \quad (I.1)$$

$$\vec{j} = c \frac{\text{rot } \vec{h}}{4\pi} = \frac{e}{m} \left[\Psi^* \left(-i\hbar\vec{\nabla} - \frac{2e\vec{A}}{c} \right) \Psi + \text{c.c.} \right] \quad (I.2)$$

complexe conjugué

avec la condition aux limites $\left[-i\hbar\vec{\nabla} - \frac{2e\vec{A}}{c} \right]_n \Psi = 0$ (I.3)

l'indice n indiquant la composante normale à la surface.

valable si le milieu de la surface est isolant (De Gennes)

Une solution de (I.1) en l'absence de champ magnétique ($\vec{A} = \vec{h} = 0$) est $|\Psi = \Psi_0 = \left(-\frac{\alpha}{\beta} \right)^{1/2}$;

Si on définit $f = \frac{\Psi}{\Psi_0}$ avec $|\Psi|$ pratiquement égal à Ψ_0

(I.1) s'écrit :

$$* - \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 f + \alpha f - \alpha f^3 = 0 \quad \text{avec } \vec{A}=0, \vec{h}=0$$

pour $f \sim 1$, l'échelle de variation de Ψ est donnée par

$$\xi^2(T) = \frac{\hbar^2}{2m|\alpha|}$$

$\xi(T)$ est la longueur de cohérence à la température T variant comme $(T_c - T)^{1/2}$ et diverge lorsque $T \rightarrow T_c$.

Si $|\Psi^2|$ est uniforme, $\Rightarrow \vec{\nabla}\Psi = 0$, l'équation pour le courant (I.2) s'écrit :

$$\text{rot } \vec{j} = \frac{-4e^2\Psi_0^2}{mc} \text{rot } \vec{A}$$

$$\text{soit } \text{rot rot } \vec{h} = \frac{-16\pi e^2\Psi_0^2}{mc^2} \vec{h}$$

on retrouve l'équation de London

$$\vec{h} + \lambda^2(T) \text{rot rot } \vec{h} = 0$$

qui décrit l'expulsion du flux magnétique (état MEISSNER) et définit la profondeur de pénétration λ du champ magnétique dans le supraconducteur par :

$$\lambda^2 = \frac{mc^2}{16\pi e^2 |\psi_0|^2}$$

$\lambda(T)$ varie comme $(T_c - T)^{-1/2}$ et diverge à T_c comme $\xi(T)$.

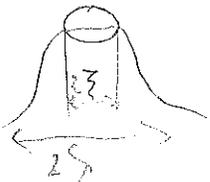
Par contre, leur rapport est constant et est égal au paramètre κ de G.L.

$$\kappa = \lim_{T \rightarrow T_c} \frac{\lambda(T)}{\xi(T)} = \frac{mc}{e\hbar} \left[\frac{\beta(T_c)}{8\pi} \right]^{1/2} = \kappa \quad (I.4.)$$

- lorsque $\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$ le supraconducteur est dit de première espèce. Tous les supraconducteurs purs sauf le niobium et le vanadium sont de type I. Le supraconducteur est dans l'état Meissner jusqu'au champ critique H_c défini par $\frac{H_c^2}{8\pi} = -\frac{\alpha^2}{2\beta}$ au delà duquel il devient normal.

- lorsque $\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$ le supraconducteur est dit de deuxième espèce ce qui est le cas des alliages supraconducteurs et du niobium et du vanadium. Dans ce cas, l'énergie de surface entre les domaines normaux et supraconducteurs est négative et la pénétration du flux magnétique abaisse l'énergie libre de Gibbs favorisant la formation de parois entre des régions normales et supraconductrices. Deux modèles ont été donnés : le modèle lamellaire dû à GOODMAN (1962) formé de couches alternativement normales et supraconductrices et le modèle filamentaire (ABRIKOSOV 1957) ayant une énergie libre plus basse que le précédent, constitué de régions normales cylindriques de rayon ξ entourées d'une région électromagnétique de rayon λ contenant les champs et les courants. Chaque ligne de flux contient un quantum de flux $\phi_0 = \frac{hc}{2e} = 2.10^{-7}$ gauss x cm².

Energie de surface
< 0



Un autre paramètre important dans la théorie des supraconducteurs est le rapport entre le libre parcours moyen l des électrons et la longueur de cohérence du matériau pur définie dans la théorie de B.C.S. par :

$$\xi_0 = 0,18 \frac{\hbar v_F}{k_B T_c} \quad (I.5)$$

où v_F est la vitesse des électrons au niveau de Fermi. Les problèmes théoriques sont les moins complexes dans les deux cas limites $l/\xi_0 \gg 1$ qu'on appelle la "limite propre" et $l/\xi_0 \ll 1$ qu'on appelle la "limite sale".

Nous étudierons principalement des alliages où $l \ll \xi_0$ (limite sale). Les paramètres λ et ξ dépendent alors de l et s'écrivent (CAROLI et al (1963)) :

$$\xi(T) = 0,85 \left(\xi_0 l \frac{T_c}{T_c - T} \right)^{1/2} \quad (I.6)$$

$$\lambda(T) = 0,64 \lambda_{Lp}(0) \left(\frac{\xi_0}{l} \right)^{1/2} \left(\frac{T_c}{T_c - T} \right)^{1/2} \quad (I.7)$$

où $\lambda_{Lp}(0)$ est la profondeur de pénétration de London à température nulle du matériau pur définie par :

$$\lambda_{Lp}(0) = \left(\frac{mc^2}{4\pi n e^2} \right)^{1/2} \quad (I.8)$$

où n est la densité des électrons de conduction.

I.2. RESOLUTION DES EQUATIONS DE G.L. POUR UN MILIEU INFINI : SOLUTION D'ABRIKOSOV

On résout les équation de G.L. (I.1) et (I.2) au voisinage d'une transition du 2e ordre où Ψ est petit. On peut négliger les termes non linéaires et l'équation de G.L. linéarisée s'écrit :

$$* \frac{1}{2m} \left(i \hbar \vec{\nabla} - \frac{2e \vec{A}}{c} \right)^2 \Psi = -\alpha \Psi \quad (I.9)$$

on néglige $\beta(n)|\Psi|^2 \Psi$

avec pour conditions aux limites : $\frac{d\psi}{dz} = 0$ à l'infini.

L'équation (I.9) est identique à l'équation de SCHRODINGER d'une particule de charge $2e$, de masse m dans un champ uniforme (mécanique quantique LANDAU et LIFCHITZ 1966). Choisissons le potentiel vecteur

$\vec{A} (0, Hx, 0)$, (I.9.) devient

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{1}{2m} \left[-i\hbar \frac{\partial}{\partial y} - \frac{2e}{c} Hx \right]^2 \psi - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\alpha \psi$$

On cherche ψ de la forme : $\psi = e^{ik_z z} e^{ik_y y} f(x)$

avec

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 f}{dx^2} + \frac{1}{2m} \left[\hbar k_y - \frac{2e}{c} Hx \right]^2 f - \frac{\hbar^2}{2m} k_z^2 f \right] = -\alpha f \quad (I.10)$$

On cherche la valeur propre qui donne le champ le plus élevé ; on prend $k_z = 0$ et on résout (I.10) avec f ayant la forme d'une gaussienne :

$$f = \exp \left[-\frac{(x - x_0)^2}{2\ell^2} \right]$$

qui satisfait l'équation différentielle

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 f}{dx^2} + \frac{4e^2 H^2}{2m c^2} (x - x_0)^2 f = -\alpha f$$

avec

$$x_0 = \frac{c\hbar k_y}{2eH}, \quad k_y \text{ étant arbitraire}$$

x_0 , position d'équilibre autour de laquelle oscille l'électron (I.11)

La solution qui donne le champ le plus grand est

$$\frac{4e^2 H^2}{c^2} = \frac{2m|\alpha|}{\hbar^2} \Rightarrow \frac{e^2 H^2}{c^2} = \frac{m|\alpha|}{\hbar^2}$$

ce qui définit le champ H_{c2} par :

$$H_{c2} = \left(\frac{\phi_0}{2\pi \xi^2(T)} \right)^2 \quad (I.12)$$

On peut relier le champ critique H_{c2} au champ thermodynamique H_c par

$$H_{c2} = \kappa \sqrt{2} H_c \quad (I.13)$$

Toutes les fonctions $e^{iky} \times \exp \left[-\frac{(x-x_0)^2}{2\xi^2(T)} \right]$ satisfont

l'équation (I.11) et ont même valeur propre ; il y a donc une infinité de fonctions propres dégénérées. Abrikosov (1957) a obtenu le potentiel de paires $\Delta(r)$ qui, pour un alliage sale, $\lambda \ll \xi$, est proportionnel à la fonction d'onde $\Psi(r)$ de G.L. à $H = H_{c2}$ en faisant une combinaison linéaire de toutes les fonctions propres dégénérées :

$$\Delta(r) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n \exp \left[ikny - \frac{1}{2} \frac{(x-x_n)^2}{\xi^2(T)} \right] \quad (I.14)$$

avec $x_n = \frac{n \hbar k}{2e H_c}$. Les constantes C_n et k sont déterminées pour que le paramètre d'ordre ait la périodicité d'un réseau triangulaire. Si on utilise les unités réduites $\hbar = c = 1$, le potentiel de paires s'écrit :

$$\Delta(r) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n \exp \left[ikny - \frac{1}{2} \left(x - \frac{k n}{2e H} \right)^2 \right] \quad (I.15)$$

Pour des champs légèrement en dessous du champ critique, au voisinage d'une transition du 2e ordre vers l'état normal, $|\Delta|^2$ varie linéairement avec $(H_{c2} - H(B))$; $H(B)$ est le champ thermodynamique défini à partir de l'énergie magnétique $\frac{H(B) B}{8\pi}$ où B est l'induction magnétique $B = \hbar$ (DE GENNES (1966)). Ainsi B au voisinage de H_{c2} s'écrit :

$$B = H(B) - \frac{H_{c2} - H(B)}{(2\kappa^2 - 1) \beta_A} \quad (I.16)$$

cf. de Gennes, 1902
la région de
me réaction
forme une bande

$\frac{1}{2} \xi^2 = \frac{\hbar^2 k^2}{2e H_c}$
 $e H_c = \frac{1}{2} \xi^2 k^2$

de Gennes p 203
204
205

où $\beta_A = 1,16$ est une constante relative au réseau triangulaire.

I.3. RESOLUTION DES EQUATIONS DE G.L. POUR UN MILIEU SEMI INFINI EN CHAMP PARALLELE : SOLUTION DE SAINT JAMES ET DE GENNES

Dans le cas où le champ magnétique est appliqué parallèlement à la surface d'un échantillon semi-infini, la condition aux limites (I.3) s'écrit :

$$* \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0 \quad \text{en } x = 0 \quad \text{et } x = +\infty \quad \text{avec } \psi \text{ borné à la surface et à l'infini.} \quad (I.17)$$

On cherche ψ de la même forme qu'au paragraphe précédent. On obtient l'équation (I.10) avec la condition aux limites (I.17). C'est l'équation de Schrödinger d'un oscillateur harmonique de fréquence $\omega = \frac{2eH}{m}$ dont le minimum de potentiel est centré en $x_0 = \frac{\hbar c k}{2e H}$. Saint-James et de Gennes (1963) ont montré que la résolution du problème est identique à celle du problème d'un double oscillateur harmonique symétrique par rapport à la surface du supraconducteur, potentiel satisfaisant automatiquement (I.17). Lorsque $x_0 \rightarrow 0$ et $x_0 \rightarrow \infty$, la solution est exactement celle de l'oscillateur harmonique avec pour valeur propre $-\alpha = \frac{e \hbar H}{mc}$, mais SAINT-JAMES et DE GENNES ont montré qu'il existait une solution d'énergie plus basse définie par :

$$x_0 = \mu^2 \xi(T) \quad \text{avec } \mu^2 = 0,59$$

La valeur propre est alors : $-\alpha = \mu^2 \frac{e \hbar H}{mc}$

La fonction d'onde s'exprime par une fonction de Weber. La nucléation de l'état supraconducteur en champ parallèle se fait à un champ H_{c3} défini par :

$$\underline{H_{c3} = 1,695 H_{c2}} \quad (I.18)$$

avant de se produire en volume à H_{c2} .

I.4. EXTENSION DES EQUATIONS DE G.L. A TOUTES TEMPERATURES

Les équations de G.L. et les résultats de leur résolution des paragraphes I.3 et I.4 ne sont valables qu'au voisinage de la température critique. Une généralisation des équations de G.L. a été faite par MAKI (1964) et de GENNES (1964) dans le cas sale ($l \ll \xi$).

De Gennes a montré qu'à toutes températures, les variations spatiales du paramètre d'ordre sont régies par une équation différentielle du 2e ordre qui s'écrit :

$$D \left(\vec{\nabla} - \frac{2ie \vec{A}}{\hbar c} \right) \Delta(r) = \epsilon_0(H) \Delta(r) \quad (\text{I.19})$$

avec la condition aux limites (I.3.) $\left(-i\hbar \vec{\nabla} - \frac{2e\vec{A}}{c} \right) \Psi = 0$

$D = \frac{1}{3} v_F \ell$ est le coefficient de diffusion des électrons normaux.

On introduit un paramètre sans dimension $\beta(H)$ appelé paramètre de dépairage caractéristique de la supraconductivité sans bande interdite ; $\beta(H)$ traduit la force de l'interaction du champ magnétique qui agit en sens opposé sur les 2 électrons d'une paire condensée (à cause du terme $\vec{P} \cdot \vec{A}$ dans l'hamiltonien d'interaction où \vec{P} est le moment associé à un électron de la paire) et qui tend à briser les paires :

$$\beta(H) = \frac{\hbar D H}{\phi_0 k_B T} = \frac{\epsilon_0(H)}{2\pi k_B T} = \frac{\hbar}{2\pi k_B T \tau(H)} \quad (\text{I.20})$$

où $\tau(H)$ est la durée de vie des paires. Ce processus de destruction des paires s'oppose à leur croissance naturelle avec un temps $\tau(T)$ défini par :

$$\text{Log} \left(\frac{T}{T_c} \right) = \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar}{4\pi k_B T \tau(T)}\right)$$

où Ψ est la fonction digamma définie par :

$$\Psi(z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n+z} \quad (\text{I.21})$$

La phase supraconductrice est en équilibre à la température T pour un champ H_{\max} tel que $\mathcal{Z}(H) = \mathcal{Z}(T)$ soit

$$\epsilon_0(H_{\max}) = \frac{\hbar}{\mathcal{Z}(T)} \quad (\text{I.22})$$

Pour un milieu infini, on trouve que :

$$\epsilon_0(T) = \frac{2\pi\hbar D H_{c2}}{\phi_0} \quad (\text{I.23})$$

$$\text{avec } \text{Log} \left[\frac{T}{T_c} \right] = \Psi \left(\frac{1}{2} \right) - \Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{\epsilon_0(T)}{4\pi k_B T} \right) \quad (\text{I.24})$$

Lorsque $T \rightarrow T_c$ le comportement asymptotique de (I.24) permet de retrouver les équations de G.L. ; en particulier

$$H_{c2} = \frac{4}{\pi^2} \phi_0 \frac{T_c - T}{D} \quad (\text{I.25})$$

Lorsque H est parallèle à la surface, pour toutes températures, DE GENNES retrouve le résultat de SAINT-JAMES et DE GENNES valable uniquement pour $T_c - T \ll T_c$, à savoir :

$$\frac{H_{c3}}{H_{c2}} = 1,695 \quad \text{avec } \frac{l}{\xi_0} \ll 1 \text{ limite de l'ab.}$$

MAKI a montré aussi que la description de l'état mixte d'Abrikosov est valable pour toutes températures à condition de remplacer le paramètre κ par deux paramètres κ_1 et κ_2 variant avec la température. On définit κ_1 par

$$H_{c2}(T) = \sqrt{2} \kappa_1(T) H_c(T) \quad (\text{I.26})$$

qui est une généralisation de (I.13) et $\kappa_2(T)$ par

$$B = H(B) - \frac{H_{c2} - H(B)}{[2\kappa_2^2(T) - 1] \beta_A} \quad (\text{I.27})$$

qui est une généralisation de (I.16)

avec
$$\lim_{T \rightarrow T_c} \chi_1(T) = \lim_{T \rightarrow T_c} \chi_2(T) = \chi_{GL} \quad (I.28)$$

Les relations (I.16) et (I.25) ont été obtenues en négligeant les effets démagnétisants. Pour tenir compte des effets de la forme de l'échantillon, on définit le champ $\vec{H}(B)$ en fonction du champ extérieur \vec{H}_0 par la relation :

$$\vec{H}(B) = \vec{B} - 4\pi\vec{M} = \vec{H}_0 - 4\pi\vec{n}\vec{M} \quad (I.29)$$

où les éléments de \vec{n} sont les coefficients démagnétisants. Pour un ellipsoïde uniforme et si \vec{H}_0 est parallèle à un axe principal, l'égalité (I.29) devient scalaire et les vecteurs $\vec{H}(B)$, \vec{B} et \vec{M} sont parallèles. CAPE et ZIMMERMAN (1967) ont indiqué l'influence des effets démagnétisants dans l'état mixte auprès de H_{C2} ; (I.28) s'écrit alors :

$$B = H_0 - \frac{H_{C2} - H_0}{[2\chi_2^2(T) - 1](\beta_A + n)} \quad (I.30)$$

où n est le coefficient démagnétisant dans la géométrie considérée.

La variation de $\chi_1(T)$ et $\chi_2(T)$ en fonction de l/ξ_0 a été calculée par EILENBERGER (1966).

I.5. EQUATIONS DE G.L. DEPENDANT DU TEMPS

Les équations de G.L. (I.1) et (I.2) sont définies à l'équilibre thermodynamique. Mais pour décrire le comportement resistif des supraconducteurs qui est une situation hors d'équilibre, il faut une théorie faisant intervenir une dépendance dans le temps de la fonction d'onde supraconductrice.

Divers auteurs ont essayé de généraliser les équations (I.1) et (I.2). En l'absence de champ magnétique SCHMID (1966) a montré que la façon la plus simple pour que la fonction d'onde se relaxe à l'équilibre est de modifier l'équation statique (I.1) par

$$\gamma \hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{1}{2m} (\hbar \vec{\nabla})^2 \Psi + \alpha \Psi - \beta |\Psi|^2 \Psi$$

Une déviation de Ψ de sa valeur d'équilibre $(-\frac{\alpha}{\beta})^{-1/2}$ s'annule proportionnellement à $\exp(-t/\tau_r)$ avec $\tau_r = \frac{\hbar \gamma}{2\alpha}$.

En présence d'un champ magnétique il faut inclure les effets du potentiel vecteur $\vec{A}(r,t)$ avec $\text{rot } \vec{A} = \vec{h}$; pour respecter l'invariance de jauge on remplace $\hbar \vec{\nabla}$ par $(\hbar \vec{\nabla} - 2ie\vec{A}(r,t))$. Il faut considérer aussi la dérivée dans le temps du paramètre d'ordre ; GOR'KOV (1960) a montré que le paramètre d'ordre avait pour phase $\Psi = \Psi_0 \exp(-\frac{2ie}{\hbar} \mu t)$ où μ est le potentiel chimique local. On remplace alors $\hbar \frac{\partial}{\partial t}$ par $(\hbar \frac{\partial}{\partial t} - 2ie\mu(r,t))$. L'équation de G.L. dépendant du temps s'écrit alors :

$$\gamma (\hbar \frac{\partial}{\partial t} - 2ie\mu) \Psi = \frac{1}{2m} (\hbar \vec{\nabla} + \frac{2ie}{c} \vec{A})^2 \Psi + \alpha \Psi - \beta |\Psi|^2 \Psi$$

CAROLI et MAKI (1967c) ont généralisé le résultat de SCHMID à toute température pour les supraconducteurs dans la limite sale, ils donnent (avec les unités $\hbar = c = k_B = 1$)

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + 2ie\mu(r) + D (\vec{\nabla} + 2ie\vec{A})^2 \right\} \Delta^+(r,t) = \epsilon_0 \Delta^+(r,t) \quad (\text{I.31})$$

$$\vec{j}(r) = \sigma \left(-\frac{\partial \vec{A}(r,t)}{\partial t} + \nabla \phi \right) - c (\Delta^+ (\frac{1}{i} \vec{\nabla} - 2e\vec{A}) \Delta + \text{c.c.}) \quad (\text{I.32})$$

avec ϵ_0 défini par (I.24) et où ϕ est le potentiel scalaire.

Les équations (I.31) et (I.32) sont obtenues en considérant le paramètre d'ordre $\Delta(r,t)$ petit et en le traitant comme une perturbation de l'état de base non perturbé $\Delta(r,t) = 0$ qui est l'état normal. En l'absence de champ électrique l'équation (I.31) est identique à l'équation linéaire (I.19) dont la solution est une combinaison de solutions dégénérées d'ABRIKOSOV et (I.32) est identique à (I.2).

CHAPITRE II : DESCRIPTION DE LA TECHNIQUE EXPERIMENTALE

Après avoir rappelé la définition et revu les diverses méthodes d'obtention de l'impédance de surface, nous décrivons en détail la technique expérimentale de nos mesures.

II.1. DEFINITION ET MESURE DE L'IMPEDANCE DE SURFACE

II.1.1. Définition de l'impédance de surface

La réflexion d'une onde électromagnétique polarisée dans la direction x à la surface $z = 0$ d'un métal est caractérisée par l'impédance de surface Z :

$$Z(\omega) = R(\omega) + i X(\omega) = 4\pi \frac{E_x(z=0)}{H_y(z=0)}$$

R est la résistance de surface, X la réactance, E_x et H_y les amplitudes complexes des champs électrique et magnétique à la surface du métal. La fraction de la puissance incidente absorbée $\frac{P_a}{P_i} \approx \frac{4R}{Z_0}$ et donc est proportionnelle à la résistance de surface en faisant l'hypothèse que $Z \ll Z_0$ ($Z_0 = 4\pi/c = 376,6$ ohms est l'impédance du vide). Cette inégalité est toujours vérifiée jusqu'aux fréquences optiques, le métal jouant le rôle d'un court-circuit pour la haute-fréquence incidente. Or $P_i = \frac{\vec{E} \wedge \vec{H}}{8\pi}$ où \vec{E} et \vec{H} sont de la forme $E_\omega e^{i\omega t}$ et $H_\omega e^{i\omega t}$; $E = \frac{HZ_0}{4\pi}$ et $P_a = \frac{RH^2}{8\pi Z} = \frac{RH\omega^2}{32\pi^2}$ (en u.e.m). Dans les mêmes conditions le changement de phase de l'onde réfléchie est proportionnel à la réactance de surface : $\text{tg}\varphi = -\frac{2X}{Z_0}$.

II.1.2. Mesure de l'impédance de surface

Trois principales méthodes permettent de mesurer l'impédance de surface des supraconducteurs.

- Mesure de l'inductance mutuelle entre un solénoïde et un échantillon massif qui occupe pratiquement tout le volume du solénoïde. Cette méthode a été décrite par SCHAWLOW et DELVIN (1959).

L'inductance mutuelle détermine la fréquence de résonance d'un circuit qui contient le solénoïde dont la variation est provoquée par le changement de la pénétration du flux dans l'échantillon définie par $\lambda = \text{Re} \left[-\frac{iZ}{4\pi\omega} \right]$. Cette méthode est principalement utilisée à relativement basse fréquence pour des supraconducteurs à l'état MEISSNER où R est trop faible pour être détectable au dessus des pertes dans le circuit normal ; aussi, elle ne donne que la réactance de surface. ALLAIN (1970) utilise cette technique au C.R.T.B.T. pour mesurer la profondeur de pénétration dans le plomb au voisinage de T_c .

- Méthode calorimétrique

Un échantillon soumis à un champ haute fréquence de la forme $H_\omega e^{i\omega t}$ absorbe par unité de surface une puissance $\frac{R H_\omega^2}{32\pi^2}$ (en u.e.m.) qui provoque un échauffement que l'on mesure.

Au C.R.T.B.T. GILCHRIST (GILCHRIST et MONCEAU (1968)) utilise cette méthode et a mesuré la résistance de surface de supraconducteurs de type II à des fréquences comprises entre 200kHz et 50 M Hz. BIONDI et al (1964) ont mesuré ainsi la résistance de surface de l'aluminium supraconducteur entre 15 et 100 G Hz, et déterminé la variation de la bande interdite avec la température. Cette méthode ne permet de mesurer que la partie réelle de l'impédance de surface.

- Méthode par résonance

C'est la méthode la plus utilisée. L'échantillon forme une partie d'un résonateur, et la méthode est applicable à des fréquences où le résonateur a des dimensions raisonnables pour entrer dans un cryostat (hyperfréquences). On mesure le facteur de surtension "Q" et la fréquence de résonance. Q est relié à R (voir appendice B) et la fréquence de résonance au changement de phase à la réflexion, donc à X.

Il faut cependant vérifier que seul l'échantillon a sa résistance de surface qui varie lorsqu'on modifie le champ magnétique et la température, tous les matériaux formant le reste du montage ayant une conductivité indépendante de ces

paramètres. Cette méthode a été utilisée par CARDONA et al (1964) à 23 et 55GHz, par FISCHER et MAKI (1968) à 9,5GHz où l'échantillon formait une partie d'une paroi d'une cavité. L'emploi de cavités résonantes à des modes différents permet d'étudier la résistance de surface dans les différentes orientations définies dans l'introduction. Pour des fréquences plus faibles, la dimension de la cavité résonante devient imposante et on a intérêt à exciter directement l'échantillon. Diverses formes de résonateurs ont été employées : PIPPARD (1947) à 1,2GHz a utilisé un échantillon en forme d'épingle à cheveux, WALDRAM (1964) à 3 GHz a fait un résonateur en plaçant son échantillon cylindrique comme conducteur central d'une ligne coaxiale résonante demi-onde, GILCHRIST (1966) à 1,2GHz employa un échantillon en forme d'hélice; avec de telles formes d'échantillons, il n'est pas possible d'isoler les différentes orientations sauf peut-être l'orientation longitudinale. La technique que nous avons utilisée à 2,4GHz est similaire à celle de PIPPARD mais avec une épingle à cheveux modifiée qui élimine cet inconvénient.

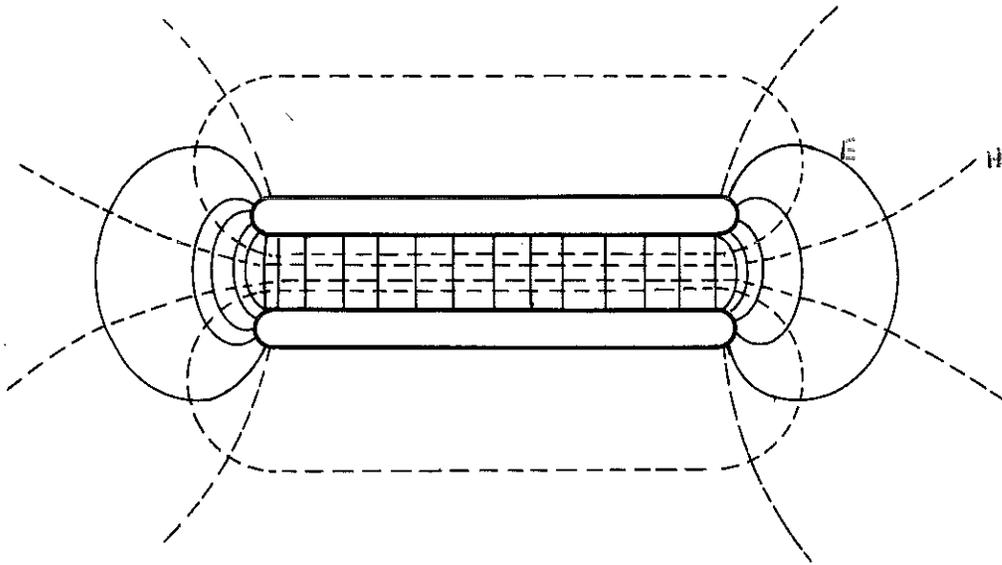
II.2. DESCRIPTION DE L'APPAREIL EXPERIMENTAL

Nous allons décrire successivement le résonateur, le circuit haute fréquence, la production de champ magnétique, le système de mesure d'aimantation, la mesure de température.

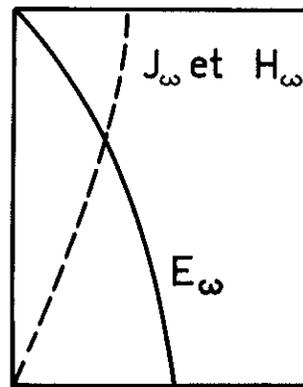
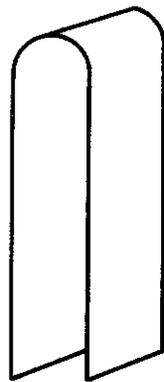
II.2.1. Le résonateur

L'échantillon est un ruban en forme de U coupé approximativement à la moitié de la longueur d'onde correspondant à la fréquence de 2,4GHz (négligeant les effets des bouts la longueur de l'échantillon serait $\frac{12,5}{2} = 6,2$ cm ; en pratique l'échantillon résonne à 2,4 GHz pour une longueur de 5,8cm). Tous les échantillons utilisés ont une fréquence de résonance comprise entre 2,35 et 2,45 GHz. L'épaisseur du ruban est 1mm, sa largeur 7 à 8 mm et la distance entre les faces internes est 3mm. La répartition des champs électrique et magnétique est schématisée en figure 1a. On prévoit que les courants haute fréquence seront répartis assez uniformément sur les faces intérieures de l'échantillon, mais

Répartition des champs



a) en coupe



b) selon la longueur

Figure 1 a

seront plus intenses sur les bords. Aussi, si on ne veut pas que les pertes à la périphérie soient comparables à celles du résonateur tout entier, on peut mettre aux côtés de l'échantillon des conducteurs auxquels seront transférés les courants intenses. Si la résistance de surface de ces conducteurs est indépendante du champ magnétique et de la température, les variations de Q observées seront liées à R de l'échantillon. Ceci est réalisé en disposant deux épingles à cheveux de cuivre de pureté commerciale chaque côté de l'échantillon. C'est l'ensemble échantillon et épingles en cuivre que nous appelons le résonateur.

Le résonateur est fixé rigidement sur un support en quartz par l'intermédiaire de rondelles en polystyrène (très bon diélectrique $\text{tg } \delta = 4 \cdot 10^{-4}$ à 1 GHz à comparer au $\text{tg } \delta = 10^{-2}$ du plexiglass) à la même fréquence, le tout collé par une colle obtenue en dissolvant du polystyrène expansé dans du benzène. Cette colle tient à basses températures et n'altère pas le polissage de l'échantillon. Pour diminuer au maximum les pertes, il faut utiliser le diélectrique en quantités modérées et le placer à des endroits où le champ électrique est faible.

Le résonateur est introduit par le sommet du cryostat dans un tube inox 12 - 13 mm et le porte-échantillon est solidaire de ce tube par des lamelles élastiques en bronze-beryllium qui limitent les vibrations mécaniques.

Le résonateur est entouré par un blindage formé d'une boîte cylindrique en cuivre qui empêche la présence d'hélium liquide et la perte de puissance par rayonnement dans le cryostat. Ce blindage doit être à une distance suffisante du résonateur pour que les courants induits à sa surface soient faibles et ne contribuent pas sensiblement aux pertes. Du gaz d'échange assure un bon contact thermique à l'échantillon.

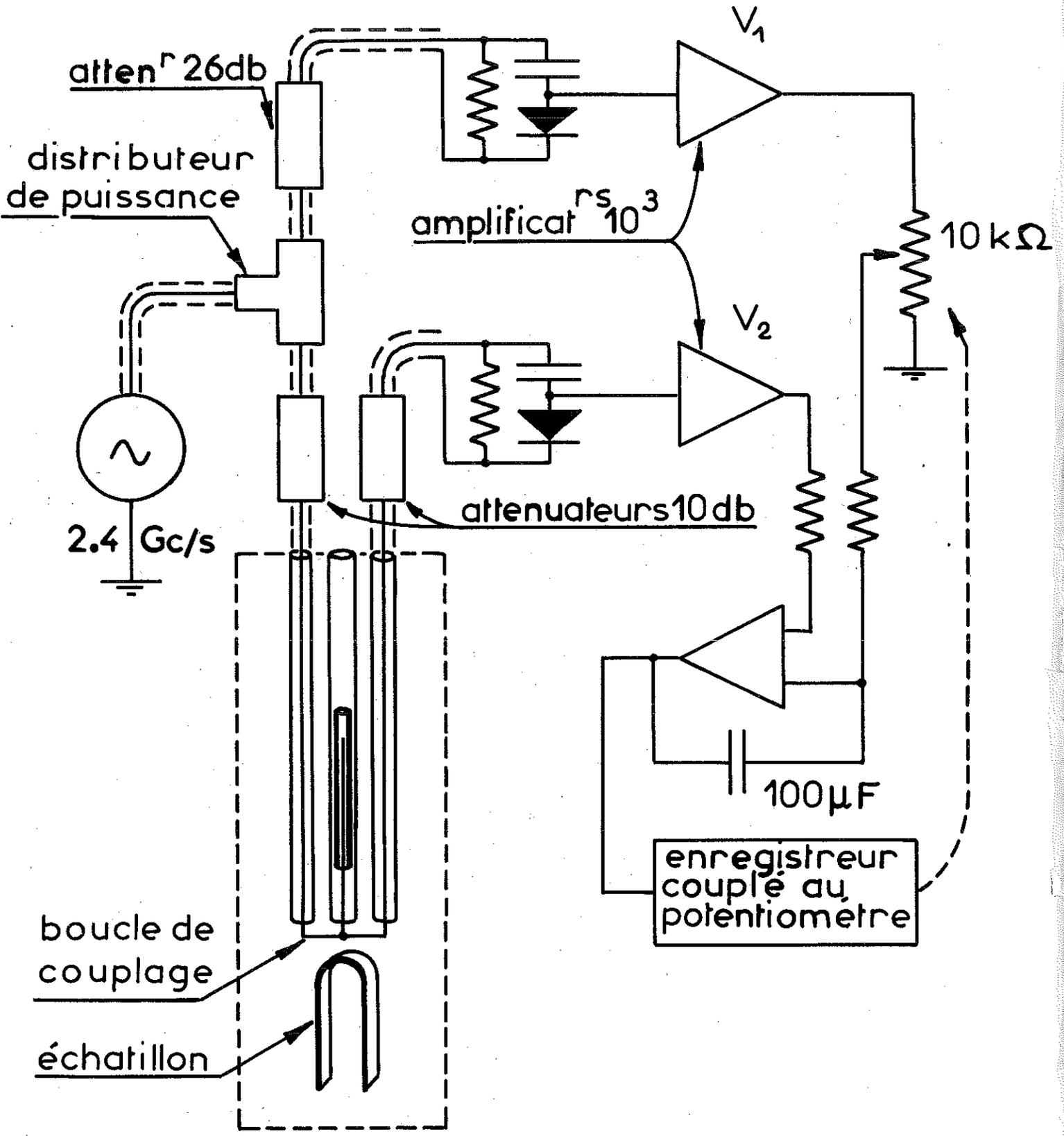
Le résonateur est couplé magnétiquement à un circuit extérieur au cryostat au moyen de deux lignes coaxiales de transmission ; le couplage peut être varié de l'extérieur du cryostat en déplaçant le résonateur par rapport à une boucle de couplage qui est décrite ci-dessous.

II.2.2. Circuit haute fréquence

1. Générateur et lignes de transmission

Le générateur haute fréquence est un appareil commercial General Radio type 1360B de fréquence variable entre 1,7 et 4GHz. Sa puissance de sortie est de l'ordre de 100mWatts. En plus, d'un contrôle grossier de fréquence, un contrôle fin de 1MHz permet de se fixer avec précision à la fréquence de résonance. Le circuit haute fréquence est schématisé en figure 1b, et une photographie du résonateur et de la boucle de couplage, en figure 1c.

Un câble coaxial 50 ohms de trois mètres de long relie le générateur à un diviseur de puissance symétrique partageant la puissance de sortie du générateur en deux parties égales avec une atténuation de 6 décibels. Les deux charges branchées sur le diviseur se composent d'une part, d'un atténuateur de 10 décibels suivi d'une ligne qui descend dans le cryostat et de la ligne retour puis d'un autre atténuateur de 10 décibels et d'un détecteur, et d'autre part, d'un atténuateur de 26 décibels et d'un détecteur. Tous les éléments sauf le générateur sont fixés rigidement sur la tête du cryostat. Dans le cryostat la ligne coaxiale 50 ohms est formée de deux tronçons réunis par la boucle de couplage ; chaque tronçon est constitué de deux tubes inox concentriques de 3,6 x 4 mm et 1 x 1,5mm avec des espaceurs en téflon tous les dix millimètres. Les détails de sa construction et du raccordement aux fiches étanches au vide à la tête du vase sont décrits en appendice A. Les atténuateurs sont prévus pour isoler le circuit en trois parties du point de vue des réflexions ; c'est ainsi que pour atténuer les changements de charge sur le générateur lors du passage à la résonance, il est nécessaire que le générateur soit indépendant de l'échantillon. Pour la partie qui contient la boucle de couplage, la plupart des réflexions proviennent des passages étanches ; leur effet peut être minimisé si les connections sont faites le plus symétriquement possible et décalées d'un quart de longueur d'onde : déphasées de π et de même amplitude, elles s'annulent (WALDRAM (1964)).



résistance de surface par resonance

Figure 1b

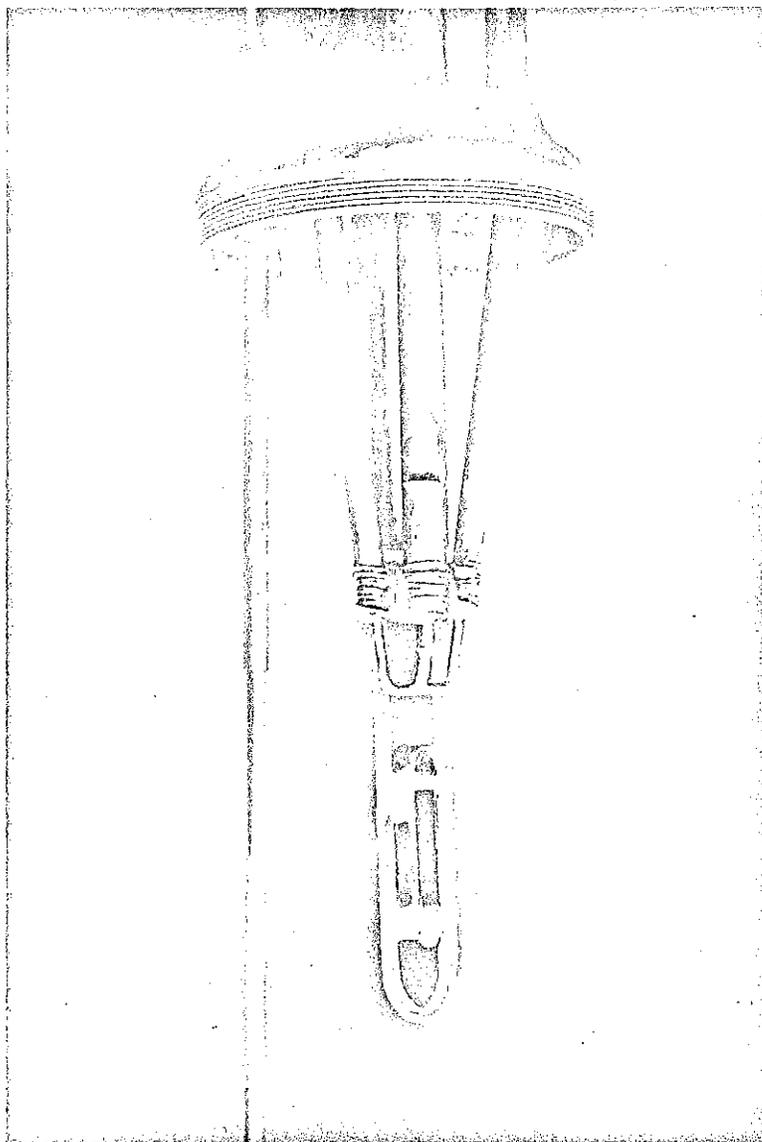


Figure 1 c - Photographie du résonateur

Au centre de la boucle de couplage, est soudé un tube inox \varnothing_{ext} 2,5mm autour duquel peut se déplacer un tube de quartz creux \varnothing_{int} 3mm - \varnothing_{ext} 5mm, le tout dans un tube inox \varnothing_{int} 5,6mm fixe, ce qui constitue une ligne coaxiale de longueur efficace électrique variable. La position du tube de quartz est contrôlée de l'extérieur du cryostat. La longueur du tube inox et la position du tube de quartz sont choisies expérimentalement pour rendre maximale la puissance transmise par le circuit en l'absence du résonateur entre 2,3 et 2,5 GHz couvrant la gamme de fréquence de résonance de tous nos résonateurs. Dans ce cas, nous disons que le circuit est "accordé".

2. Détecteurs et ratiomètre

Les détecteurs sont constitués de diodes montées dans une ligne coaxiale 50 ohms qui redressent le courant haute-fréquence en un signal continu dont l'amplitude est proportionnelle à la puissance h.f. si elle est faible ; on dit qu'ils suivent la "loi carrée". La puissance de sortie du générateur étant calibrée en décibels par un atténuateur variable, nous avons tracé les caractéristiques V continu en fonction de la puissance h.f. et déterminé le niveau de puissance maxima jusqu'où les détecteurs suivent la loi carrée qui est de l'ordre de 10 μW . La sensibilité des diodes dans la région considérée est 0,5 mV / μW . La puissance de sortie du générateur est fixée à 1mW ce qui donne une puissance au niveau de l'échantillon d'une dizaine de μW .

Dans l'idéal, en l'absence de réflexions et de résonance de l'échantillon, pour un circuit bien accordé, la puissance de sortie du générateur est constante sur une gamme assez large de fréquence et il suffit de mesurer la variation de la puissance lors de la résonance. En réalité, il y a toujours une variation de puissance du générateur avec la fréquence, et il est nécessaire de mesurer le rapport de la puissance qui ne traverse pas le cryostat à celle qui le traverse, d'où l'intérêt du diviseur de puissance : pour cela nous avons construit un ratiomètre schématisé dans la partie droite de la figure 1a. Les tensions provenant

des détecteurs sont amplifiées par des amplificateurs galvanomètres/photodiodes continus Amplispot de gain 10^3 . La tension V_1 délivrée par le circuit ne traversant pas le cryostat est envoyée aux bornes d'un potentiomètre linéaire de $10\text{ k}\Omega$ comprenant 2000 spires sur 25 cm, soit 8 par mm, dont le curseur est asservi au déplacement du charriot d'un enregistreur "graphispot". Soit n la fraction de la tension appliquée au potentiomètre. Le signal d'erreur $V_2 - nV_1$ (V_2 est la tension du circuit traversant le cryostat) est amplifié par un ampli opérationnel monté en différentiel et par l'enregistreur tel qu'à la sortie de celui-ci on ait la valeur $A(V_2 - nV_1)$ qui agissant sur le moteur du graphispot amène à respecter la condition :

$$A (V_2 - nV_1) = nV_G$$

où V_G est le calibre du graphispot. Puisque $\frac{A V_1}{V_G} \gg 1$, on a $V_2 \approx nV_1$. On a intérêt à avoir A le plus grand possible mais des problèmes de stabilité se posent et pour des amplifications trop grandes des oscillations de la réponse se produisent ; on remédie en partie à cette difficulté en bouclant l'amplificateur opérationnel par une capacité ce qui diminue notablement son gain pour les oscillations rapides et maintient A très grand pour des signaux persistant plusieurs secondes.

A la fin de nos expériences, nous avons pu utiliser un voltmètre digital faisant fonction de ratiomètre et comparer les deux ensembles de mesures. Le rapport des deux tensions lu avec le voltmètre digital est toujours supérieur à celui mesuré avec l'enregistreur et l'erreur de mesure est pour $\frac{R}{R_n}$ de l'ordre de $\frac{0,5}{100}$.

II.2.3. Production du champ magnétique (H_0)

Le cryostat est placé dans l'entrefer d'un électro-aimant de 85mm d'entrefer, d'impédance 0,12 ohm, refroidi à l'eau. Celui-ci est alimenté par un générateur de courant continu C.S.F. 250 ampères 30 volts régulé à 10^{-4} pour le courant maximum. Le champ maximum est 8800 oersteds. L'homogénéité du champ est de 10^{-3} sur 35 mm. La courbe d'étalonnage de l'électro-aimant en

champ croissant et décroissant a été relevé avec un gaussmètre Rawson à bobine tournante avec une précision de $5 \cdot 10^{-3}$. L'électro-aimant est monté sur un socle tournant qui permet d'orienter le champ magnétique dans le plan horizontal et par rapport aux faces de l'échantillon.

II.2.4. Mesure d'Aimantation

Au début de nos expériences, nous voulions mesurer l'aimantation des échantillons en même temps que leur résistance de surface ; comme la position de l'échantillon par rapport à la boucle de couplage est très critique, il n'était pas question de déplacer l'échantillon. Aussi nous avons construit un système de bobines se déplaçant périodiquement autour de l'échantillon. Il consiste en un ensemble de deux paires de bobines perpendiculaire au champ magnétique ; la paire de bobines extérieures a le même nombre de spires que la paire de bobines intérieures mais est enroulée en sens inverse et sert à compenser l'inhomogénéité du champ magnétique. Cette compensation n'est pas excellente et pour des champs supérieurs à 4000 oe, il y a une assez forte contribution à l'aimantation due à cette inhomogénéité. La période de déplacement des bobines est de 2 secondes et le signal est mesuré par un galvanomètre Kipp A 54 de 50 ohms. Lorsqu'il n'y a pas de frottements, le mouvement du spot lumineux du galvanomètre est périodique et son amplitude est proportionnelle à l'aimantation. Nous nous sommes rapidement aperçus qu'il n'était pas possible de mesurer l'aimantation des échantillons sans perturber la mesure de leur résistance de surface et les mesures ont été faites séparément.

II.2.5. Mesure de la température

Dans l'ensemble de nos mesures, nous avons utilisé deux cryostats dont seulement le premier était pourvu du système de mesure d'aimantation.

. Avec le premier cryostat, seules les températures en dessous de $4,2^{\circ}\text{K}$ sont accessibles. Nous faisons varier la température en modifiant la pression de vapeur de l'hélium mesurée par des manomètres à mercure et à huile. La température minimale atteinte est $1,2^{\circ}\text{K}$.

La température du bain est stabilisée par une régulation de température électronique développée et construite commercialement. La stabilisation est délicate au dessus du point λ de l'hélium à cause de la mauvaise conductivité de l'hélium liquide et un courant de 30 à 40 mA dans la bobine de chauffage est nécessaire. Pour les températures en dessous du point λ , la stabilité de température est de 10^{-4}°K .

Le deuxième cryostat permet de faire des mesures entre $1,5 \text{°K}$ et 10°K . Il diffère du premier de la façon suivante : l'enceinte intérieure qui sert de blindage pour le résonateur et sur laquelle sont fixées les résistances de mesure et une bobine de chauffage est entourée par une enceinte plus large. Entre les deux enceintes où règne un bon vide, un fil de cuivre sert de fuite thermique. La régulation de température se fait en compensant la fuite de calories par la fuite thermique (le bain d'hélium est toujours maintenu à une température inférieure à celle où on veut stabiliser l'échantillon) par un nombre égal de calories produites par la bobine de chauffage. La mesure de la température est faite par la mesure d'une résistance de carbone 68 ohms Allen Bradley étalonnée par une résistance de germanium dont la loi de variation avec la température est connue. Aux environs de 7°K , la stabilité de température est de 10^{-4}°K .

CHAPITRE III - PREPARATION ET CARACTERISTIQUES DES ECHANTILLONS

Nous avons utilisé des échantillons de deux systèmes métallurgiques : des alliages de Plomb-Indium et de Niobium-Tantale.

III.1. ALLIAGES PLOMB-INDIUM

Nous désirons un système métallurgique permettant de faire varier le libre parcours moyen électronique ℓ dans de larges proportions en modifiant la composition de l'alliage mais cristallisant dans la même phase ; les alliages doivent être faciles à mettre en forme et à polir. Le système Plomb-Indium répond bien à ces conditions : le diagramme de phase montre que les alliages jusqu'à 70% d'indium cristallisent dans la même phase c.f.c. que le plomb (HANSEN (1958)) ; tout en étant plus rigides que le plomb, ces alliages sont ductiles. Par contre, une caractéristique qui rend plus difficiles à interpréter ces alliages est le fort couplage électron-phonon. Le rapport entre la température critique et la température de Debye θ_D est $\frac{T_c}{\theta_D} \approx 0,07$ pour le plomb tandis qu'il est de 0,01 à 0,02 pour les supraconducteurs dits à faible couplage. L'énergie de la bande interdite $2\Delta_0$ à $T = 0^\circ\text{K}$ mesurée en termes de $k_B T_c$ n'est pas égale à 3,5, selon la théorie B.C.S. mais à 4,34 jusqu'à 30% d'indium dans le plomb ; ce rapport vaut encore 4,20 pour l'alliage Pb - 50% In (ADLER et al (1967)). Nous verrons au chapitre VI les conséquences que cet effet a sur la variation avec la température des paramètres supraconducteurs.

III.1.1. Méthode de préparation et mise en forme des échantillons

Les alliages sont faits à partir du plomb et d'indium pur (Asarco) à 99,999%. Ils sont fondus pendant une heure sous un vide de $2 \cdot 10^{-6}$ à 370°C dans un creuset pyrex et coulés ensuite dans un creuset en cuivre refroidi par eau sous forme de barreaux cylindriques de 6mm de diamètre et 10 cm de long. Après laminage, les échantillons sous leur forme définitive ont été recuits une semaine sous vide de 10^{-6} torr entre 10°C et 20°C en dessous de

leur point de fusion (de l'ordre de 300°C).

II.1.2. Polissage

A la fréquence de nos mesures et pour des alliages dont la résistivité est de 10 μ ohm cm, la pénétration du champ haute fréquence est 3 μ . Il est indispensable que la surface soit régulière à une échelle beaucoup plus petite que cette profondeur de pénétration. Nous montrerons ultérieurement l'influence de l'état de la surface sur les mesures de la résistance de surface. Le polissage des échantillons est une opération délicate qui s'effectue de la façon suivante : après attaque dans l'acide acétique, l'échantillon est trempé dans la solution de WORNER et WORNER (1940) composée d'un mélange de 4 parts d'acide acétique glacial et d'une part d'eau oxygénée à 110 volume. Un oxyde se forme instantanément qui se dissout en formant un épais nuage blanchâtre laissant la surface brillante comme un miroir ; après rinçage dans l'acide acétique et dans plusieurs bains d'alcool, l'échantillon est séché sous vide. Il est collé ensuite sur un support de quartz et introduit dans le cryostat. Le contact de l'échantillon avec l'air n'altère pas le polissage de la surface s'il est relativement court (15 à 30 minutes).

L'état de la surface a été contrôlé sur plusieurs échantillons au microscope électronique par double réplique argent carbone et ombrage platine ; une surface bien polie montre des irrégularités de l'ordre de 100Å.

III.1.3. Caractéristiques des alliages Plomb-Indium

Dans ce paragraphe, nous présentons les caractéristiques des alliages Pb-In à l'état normal ; la variation avec la température des paramètres supraconducteurs obtenue par nos mesures sera étudiée dans les chapitres suivants :

1 - Les températures critiques et les résistivités résiduelles du Plomb et des alliages 5%, 10%, 50% In ont été déterminées par mesure de leur transition résistive en champ nul et de la mesure de leur résistance au-dessus de T_c . La température critique du

Pb-3% I_n a été déterminée par mesure d'aimantation ainsi que celles du Pb-10% I_n et Pb-50% I_n pour vérification. Les températures critiques sont connues à $\pm 0,02^\circ\text{K}$. Les résistivités résiduelles du Pb-2% I_n et Pb-3% I_n sont mesurées à $4,2^\circ\text{K}$ en détruisant la supraconductivité par application d'un champ magnétique suffisant. Il y a un très bon accord entre nos mesures et celles de NEMBACK (1968) et FARRELL et al (1969).

2 - Valeurs du paramètre χ de Ginsburg-Landau

La valeur théorique de χ_{theor} , obtenue par GOR'KOV (1960) s'écrit

$$\chi_{\text{theo.}} = \chi_0 [\chi(\Lambda)]^{-1} \quad \text{[III.1]}$$

où χ_0 est le paramètre de Ginsburg-Landau dans la limite propre et

$$\chi(\Lambda) = 0,949 \sum_0^{\infty} \frac{1}{(2n+1)^2 (2n+1+\Lambda)}$$

et Λ est donné par $\Lambda = 0,882 \frac{\xi}{\xi_0}$

GOODMAN (1962) a montré que l'expression pouvait se mettre sous la forme simple suivante

$$\chi \approx \chi' = \chi_0 + 7,5 \cdot 10^3 \left(\frac{\chi}{V}\right)^{1/2} \rho_n \quad \text{[III.2]}$$

où ρ_n est exprimé en $\mu\text{ohm-cm}$ et $\frac{\chi}{V}$ est le coefficient de chaleur spécifique exprimé en $\text{erg cm}^{-3} \text{ deg}^{-2}$. En utilisant une expression théorique de GOR'KOV, FARRELL et al trouvent χ_0 pour le plomb égal à $0,28 \pm 0,04$. FISCHER (1968) en étudiant la résistance de surface du plomb a déduit $\chi_0 = 0,33$. ALLAIN (1970) par mesure de profondeur de pénétration donne $0,36 \pm 0,01$. Nous avons choisi χ_0 du plomb pur = $0,33$. BERLINCOURT et HAKE (1963) ont donné la formule de χ_0 pour les alliages :

$$\chi_0 = 1,61 \times 10^{24} T_c \gamma^{3/2} \left[(n_e)^{4/3} \left(\frac{S}{S_F}\right)^2 \right]^{-1}$$

où n_e est la densité effective des électrons de conduction en électrons/cm³ en supposant que le plomb et l'indium ont respectivement 4 et 3 électrons de valence, S l'aire de la surface de Fermi, S_F l'aire de la surface de Fermi dans le modèle d'électrons libres avec la même densité électronique. Si on admet que $\frac{S}{S_F}$ est identique pour tous les alliages, on obtient χ_0 des alliages par la relation

$$\chi_0 = (\chi_0)_{Pb} \left(\frac{T_c}{T_c} \right)_{Pb} \left(\frac{\gamma}{\gamma_{Pb}} \right)^{3/2} \left(\frac{n_e}{(n_e)_{Pb}} \right)^{-4/3}$$

Divers auteurs DECKER et al (1958), VAN DER HOEVEN et KEESOM (1965), PHILLIPS et al (1964) donnent la valeur de $\frac{\chi}{V}$ du Pb égale à 1700 erg cm⁻³ deg.⁻². Ces derniers ont mesuré les $\frac{\chi}{V}$ des alliages Pb-1,76% In et Pb - 5,93% In qui sont pratiquement identiques à celui du plomb et la variation de $\frac{\chi}{V}$ sur toute la gamme de concentration n'excède pas 3% de celle du Pb et nous avons indiqué au tableau I les valeurs trouvées par Farrell et al (1969).

BON MARDION et al (1965) ont proposé une correction de [III.2] en fonction de $\frac{\xi_0}{\lambda}$ qui la rend plus conforme à l'expression [III.1] de Gor'kov ; ils donnent

$$\chi = \chi' (1 + \epsilon) \quad \text{[III.3]}$$

où ϵ est une fonction de $\frac{\xi_0}{\lambda}$ tabulée par ces auteurs qui a un maximum égal à 0,06 pour $\frac{\xi_0}{\lambda} = 3$. Nous avons calculé $\frac{\xi_0}{\lambda}$ à partir du produit $\rho_n l = 1,0 \cdot 10^{-11}$ ohm-cm² obtenu par les mesures d'effet de peau anormal sur le plomb par CHAMBERS (1952) et de ξ_0 Plomb = 830 Å (BARDEEN et SCHRIEFFER (1961)).

Nous verrons au chapitre VI que $\lim_{t \rightarrow 1} \kappa_2(t)$ qui dans la théorie de G.L. ne peut être que $\chi_{G.L.}$ n'est pas égal au χ calculé par la formule [III.3] Ce résultat a déjà été indiqué par Ferrel et al. La différence entre χ_{exp} et $\chi_{theor.}$ provient vraisemblablement des approximations faites pour obtenir la relation [III.2]. en particulier le calcul fait intervenir différentes moyennes de la vitesse de Fermi sur la surface de Fermi qui ne sont équivalentes que si celle-ci est sphérique.

III.2. ALLIAGES NIOBIUM-TANTALE

III.2.I. Nous avons étudié trois alliages de Nb-Ta :

- un échantillon de Nb-10% Ta fourni au C.R.T.B.T. par De SORBO. Sa concentration est assez douteuse car des échantillons provenant du même lot avaient des champs critiques H_{c2} assez différents. Cet échantillon a été recuit une vingtaine d'heures sous un vide de 10^{-7} torr à 1600°C .
- deux alliages dilués de Nb-1,6% Ta et Nb-0,8% Ta. Ils ont été recuits à 2000°C pendant une trentaine d'heures dont quinze heures sous vide à 5.10^{-9} torr.

Après recuit, tous les échantillons ont été polis dans un mélange d'acide fluorhydrique et d'acide nitrique.

III.2.2. Caractéristiques des échantillons

- la température critique du Nb-10% In a été déterminée par mesure de sa transition résistive en champ nul. Pour les alliages dilués de Nb, nous avons pris les mêmes températures critiques que celles mesurées par Vallier au C.R.T.B.T. sur des échantillons de même concentration mais de rapports de résistivité légèrement différents.

Les rapports de résistivité ont été mesurés par la méthode classique quatre fils sur des morceaux d'échantillons ayant subi le même traitement thermique et sous un champ magnétique suffisant pour détruire la supraconductivité. Les rapports de résistivité pour les alliages Nb-1,6% Ta et Nb - 0,8% Ta sont respectivement 34 et 40 et les résistivités inscrites au tableau I sont calculées en admettant que $\rho_n(293^{\circ}\text{K}) - \rho_n(4,2^{\circ}\text{K}) = 14 \mu\text{ohm-cm}$, résistivité du niobium pur à l'ambiante.

- les χ des échantillons sont calculés en prenant $\chi_0 = 0,78$ (FINNEMORE et al., (1966) et le coefficient de chaleur spécifique identique à celui du niobium soit $\gamma = 7,8 \text{ mJoule mole}^{-1}$ avec un volume molaire de $10,8 \text{ cm}^3$ (LEUPOLD et BOORSE, 1964).
- le libre parcours moyen est déduit des mesures des résistivités résiduelles et du produit $\rho_n \ell = 3,7.10^{-12} \text{ ohm cm}^2$

(GOODMAN et KUHN 1968) avec $\xi_0 = 430 \text{ \AA}$ (FINNEMORE et al 1966) nous avons calculé le rapport ξ_0/λ .

Enfin, dans le tableau I* nous avons indiqué la profondeur de pénétration du champ haute fréquence $\delta_0 = \left[\frac{c^2}{2\pi\omega\epsilon_n} \right]^{1/2}$

* Nous avons fait plusieurs échantillons de même composition nominale mais les résultats de cette thèse aux chapitres V à VII ont été obtenus avec un même échantillon pour chaque composition dont les caractéristiques sont inscrites au tableau I.

TABLEAU I

Composition *	T _c °K	ρ_n ohm-cm	$\chi_{erg.cm}^{-3}$ †	χ_0	$\chi_{theor.}$ formule (III.3)	χ' formule (III.2)	$\frac{\chi_0}{\rho}$	δ_0 (μ)
Pb	7,19		1700	0,33				
Pb - 2 % In	7,15	2,08	1700	0,33	1,02	0,97	1,72	1,48
Pb - 3 % In	7,12	2,37	1700	0,33	1,15	1,09	1,96	1,6
Pb - 5 % In	7,09	3,66	1700	0,33	1,61	1,52	3,21	2,02
Pb - 10 % In	7,02	7,95	1710	0,34	2,95	2,80	6,6	2,9
Pb - 50 % In	6,48	21,3	1780	0,35	7,35	7,10	17,9	4,75
Nb	9,25			0,78				
Nb - 0,6 % Ta	9,18	0,36		0,78	1,02	0,99	0,42	0,62
Nb - 1,6 % Ta		0,425		0,78	1,065	1,05	0,49	0,66
Nb - 10 % Ta	8,63	1,52		0,80	1,76	1,67	1,77	1,27

* les concentrations sont en pourcentage atomique

† mesuré par Farrell et al (1966)

CHAPITRE IV - ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

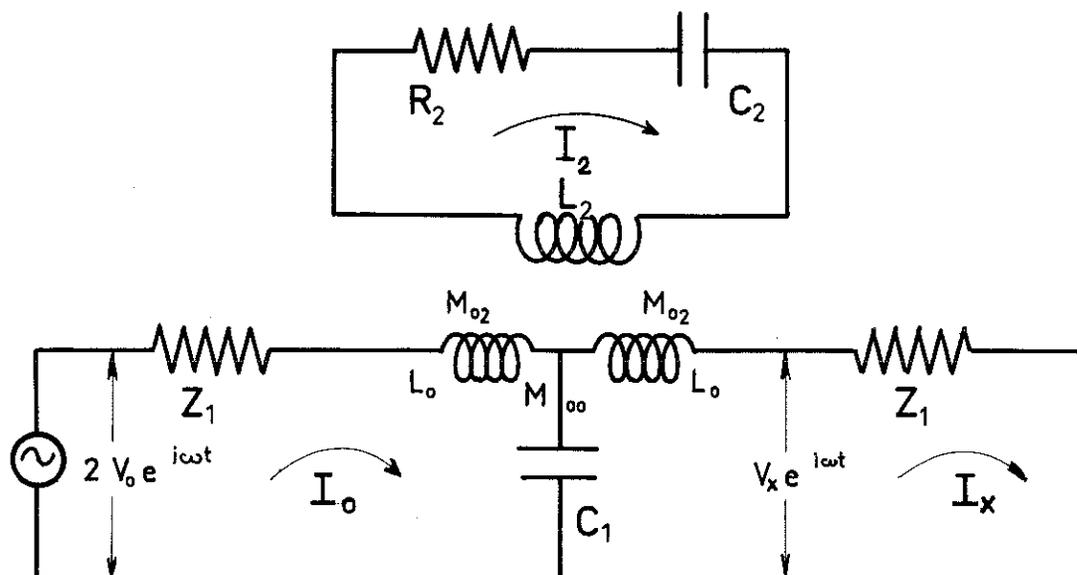
Dans ce chapitre, nous décrivons la méthode de mesure de la résistance de surface et étudions l'influence des différents paramètres suivants : l'état de la surface, la fréquence, l'hystérésis magnétique et l'amplitude du champ haute fréquence au niveau de l'échantillon.

IV.1. METHODE DE MESURE

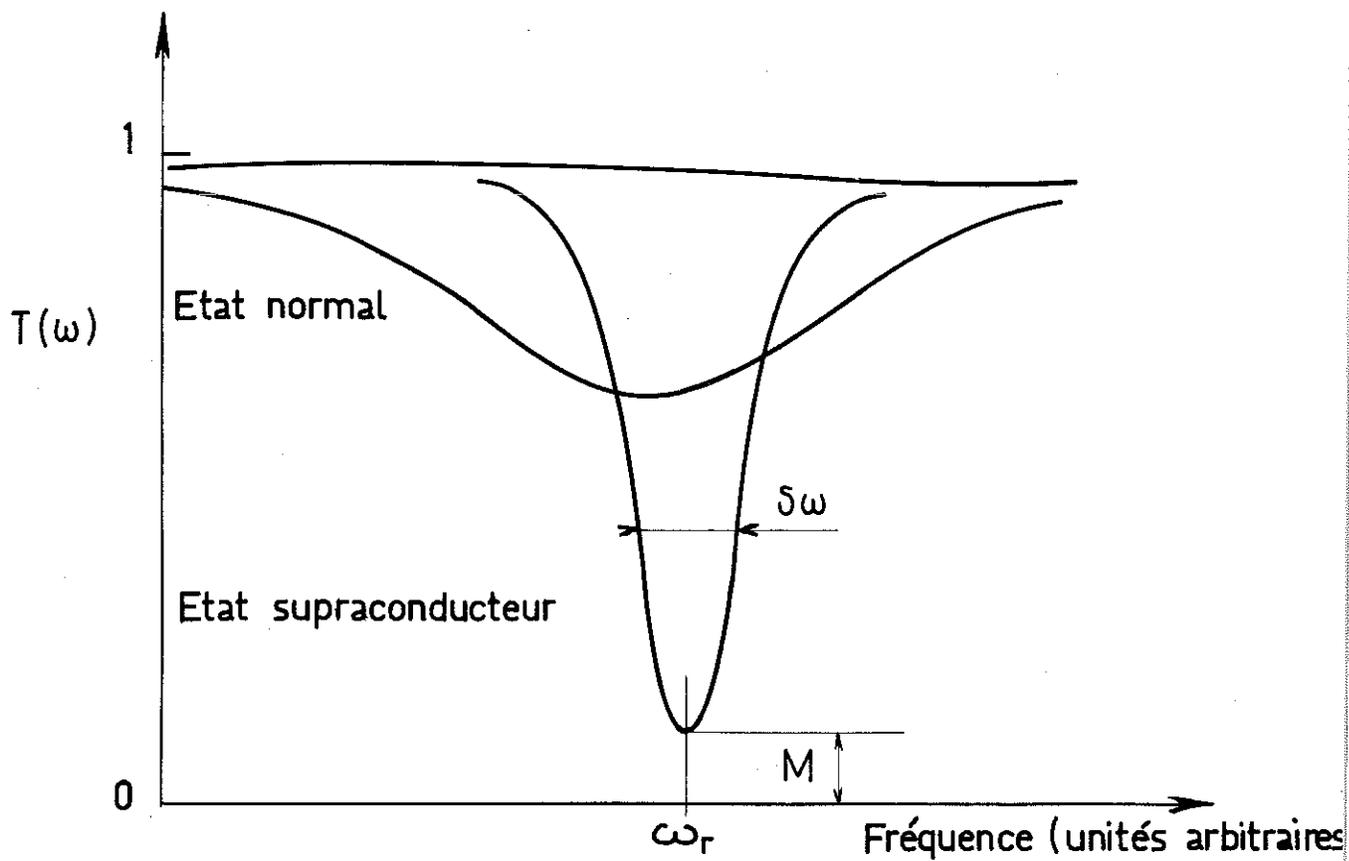
La mesure de la résistance de surface consiste à mesurer la variation du facteur de surtension Q d'un résonateur lorsque l'échantillon passe de l'état supraconducteur à l'état normal. Nous ne nous intéressons pas à des mesures absolues de la résistance de surface mais à des valeurs normalisées par rapport à l'état normal ce qui nous dispense de connaître les valeurs absolues de Q . Un circuit presque équivalent au circuit haute fréquence est montré en figure 2a, ainsi que l'allure typique des courbes de résonance en figure 2b.

Le résonateur est représenté par un circuit R L C couplé à chaque moitié de la boucle de couplage par la mutuelle M_{02} . La tige d'accordage réglée à l'aide du tube de quartz est schématisée par la capacité variable C_1 . Les calculs permettant de déterminer $\frac{R}{R_n}$ à partir des courbes de résonance sont décrits en appendice E

En l'absence du résonateur le rapport T des puissances à l'entrée et à la sortie du cryostat est pratiquement constant sur une large plage autour de la fréquence de résonance ; mais ce rapport croît avec l'application du champ magnétique pour des raisons mal déterminées et cette variation est de l'ordre de 1,5% pour un champ de 6000 Oe. Nous avons toujours pris $T=1$ pour le champ H_{c2} des échantillons.



a) Circuit equivalent



b) Allure typique des courbes de résonance

Figure 2

Avec l'échantillon dans l'état Meissner, la résonance est très prononcée et nous faisons l'hypothèse que toutes les pertes du résonateur se produisent à l'extérieur de l'échantillon (dans les épingles en cuivre, le polystyrène...). Comme nous le verrons au chapitre VI.3, ceci est justifié pour les températures inférieures à $0,8 T_c$ où nous pouvons négliger la résistance de surface en champ nul. La courbe de résonance $T(\omega)$ a une largeur typique $\Delta\omega$ de 1 MHz soit Q_A (Q apparent = $Q \sqrt{M} = \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)^{-1} \approx 2000$; M est la valeur minimale de $T(\omega)$). On peut modifier un peu Q_A en changeant la distance entre le résonateur et la boucle de couplage. Les mesures ont été faites avec un couplage tel que $0,6 < M < 0,7$ à l'état normal.

Lorsque le circuit est bien accordé, les courbes de résonance sont symétriques telles que nous les avons représentées en figure 2b ; ce n'est plus le cas si C_1 est mal réglée, ce qui affecte la fréquence du minimum de la résonance mais n'intervient qu'au deuxième ordre sur la valeur de M (WALDRAM 1964).

Au début d'une manipulation, l'échantillon est refroidi en champ nul. On détermine sa fréquence de résonance puis on le remonte dans le tube par lequel il fut introduit et on accorde le circuit en cherchant la position de la tige d'accordage qui donne le maximum de puissance transmise. On remet le résonateur à un couplage convenable et les mesures sont alors faites avec des valeurs du champ successivement croissantes jusqu'à l'état normal et successivement décroissantes. Entre chaque cycle d'aimantation, l'échantillon est rendu normal en le portant à une température supérieure à sa température critique et puis est refroidi en champ nul).

La figure 3 montre la variation de la résistance de surface avec H_0 du Pb-50% In à $4,2^\circ\text{K}$ pour les orientations perpendiculaire et transverse que nous allons analyser au paragraphe suivant.

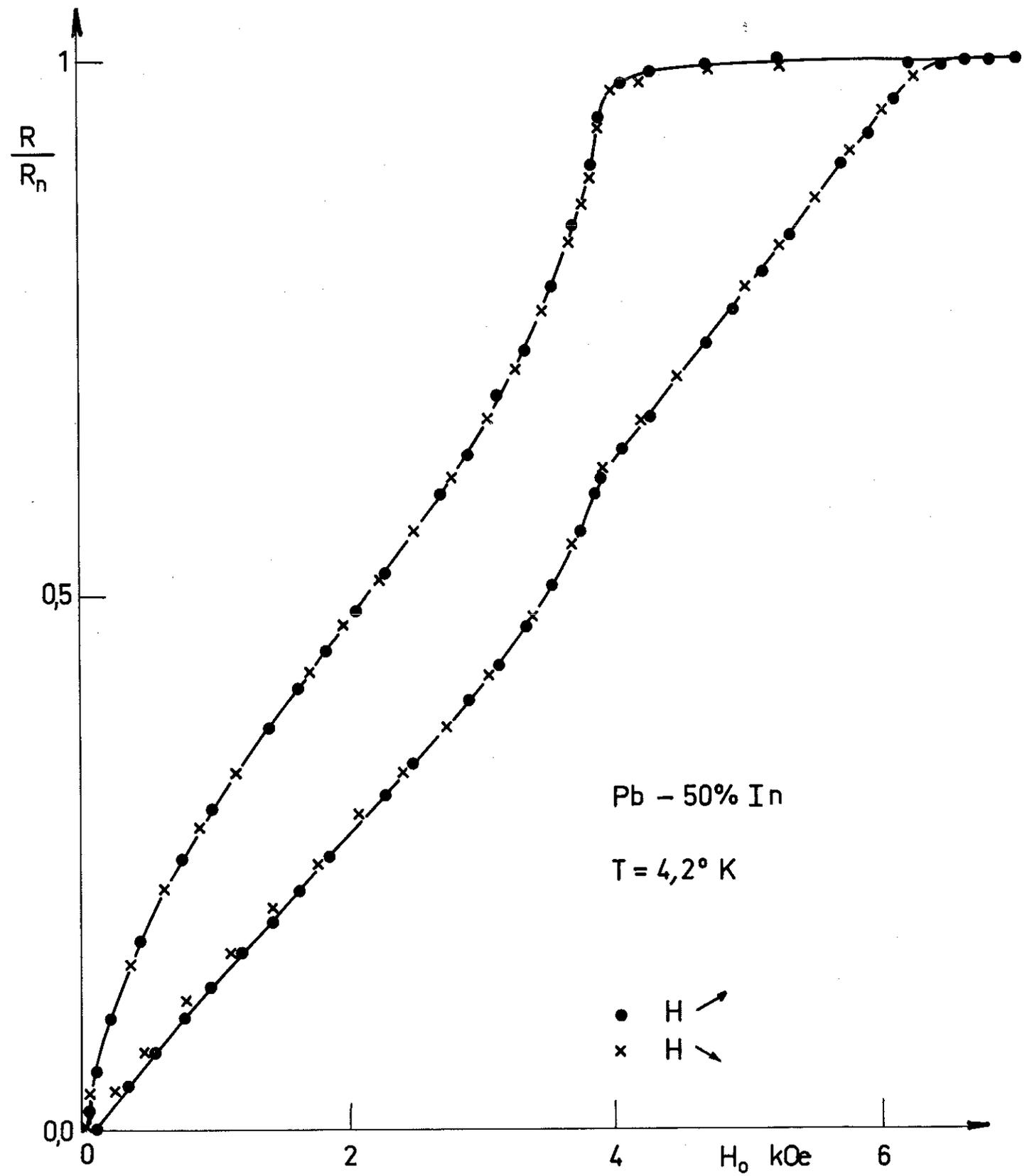


Figure 3

IV.2. ANALYSE DES COURBES R/R_n

IV.2.1. Orientation perpendiculaire

H_0 est perpendiculaire à la surface plate de l'échantillon. On trouve que la résistance de surface est nulle jusqu'à un champ H_{c1}^* où le flux magnétique commence à pénétrer dans l'échantillon. Ce champ H_{c1}^* est très nettement inférieur au champ thermodynamique de première pénétration H_{c1} à cause d'un fort effet démagnétisant. Lorsque H_0 dépasse H_{c1}^* la résistance de surface croît très vite par les faibles valeurs de celui-ci puis varie plus lentement et régulièrement avec H_0 . Au voisinage de H_{c2} , il y a une brusque variation de la résistance de surface avant que le volume de l'échantillon ne devienne normal. Les bords de l'échantillon n'étant pas perpendiculaires à H_0 , ils restent supraconducteurs jusqu'au champ H_{c3} ; la plupart des courants à la périphérie de l'échantillon sont transférés aux épingles en cuivre mais celles-ci n'éliminent pas complètement la contribution des bords et on observe une légère variation de la résistance de surface entre H_{c2} et H_{c3} . Cette variation est fonction du bon alignement de l'échantillon par rapport au champ magnétique et du κ de l'alliage, d'autant plus faible que κ est grand; elle est de l'ordre de 3 à 5%.

IV.2.2. Orientation transverse

H_0 est parallèle à la surface de l'échantillon. Nous verrons au chapitre VII, l'influence de l'orientation de la surface avec le champ magnétique. La courbe de la figure 3 correspond à une surface rigoureusement parallèle au champ. A partir d'un champ H_{c1}^{**} différent de H_{c1}^* à cause du coefficient démagnétisant plus faible de cette géométrie, la résistance de surface croît linéairement avec H_0 , subit une variation de pente à H_{c2} et croît linéairement de H_{c2} à H_{c3} . Ce comportement est caractéristique des alliages dans la limite sale. Pour des alliages à faible κ , la variation de la résistance de surface présente une courbure entre H_{c2} et H_{c3} mais varie toujours linéairement au voisinage de H_{c3} (voir Pb-3%In figure 6).

IV.3. DETERMINATION DES COURBES D'AIMANTATION

Dans la présentation de nos résultats, nous montrerons la variation de $\frac{R}{Rn}$ soit en fonction du champ magnétique extérieur H_0 , soit en fonction de l'induction magnétique B du matériau. Or, l'aimantation dépend de la forme de l'échantillon et s'exprime par la relation (I 29).

Pour un ellipsoïde uniforme et dont un axe de symétrie est parallèle à \vec{H}_0 , les vecteurs \vec{B} , \vec{H} , \vec{M} sont parallèles. Dans ce cas, l'aimantation en fonction de \vec{H}_0 d'un supraconducteur de type I dans l'état Meissner s'écrit (puisque $\vec{B}=0$) :

$$- 4\pi \vec{M} = \frac{\vec{H}_0}{1-n}$$

et la pente $\frac{d}{dH_0} (4\pi M)$ dans l'état intermédiaire est $\frac{1}{n}$.

Le rapport des pentes dans l'état Meissner et l'état intermédiaire est $\frac{n}{1-n}$ ce qui permet de déterminer le coefficient démagnétisant n .

Nous avons tracé les courbes d'aimantation d'un échantillon de plomb à 4,2°K dans les deux orientations du champ magnétique ayant la même géométrie que tous les autres. Ces courbes sont tracées dans la figure 4. Nous avons déduit

$$n_{\perp} = 0,81 \pm 0,01$$

$$n_{\parallel} = 0,19 \pm 0,01$$

Dans l'orientation perpendiculaire, nous remarquons que le champ de première pénétration n'est pas égal à $H_c(1-n)$ mais supérieur : cet effet est dû à une barrière qui s'oppose à la pénétration du champ magnétique, ce qui produit une large hystérésis de l'aimantation.

AIMANTATION du PLOMB

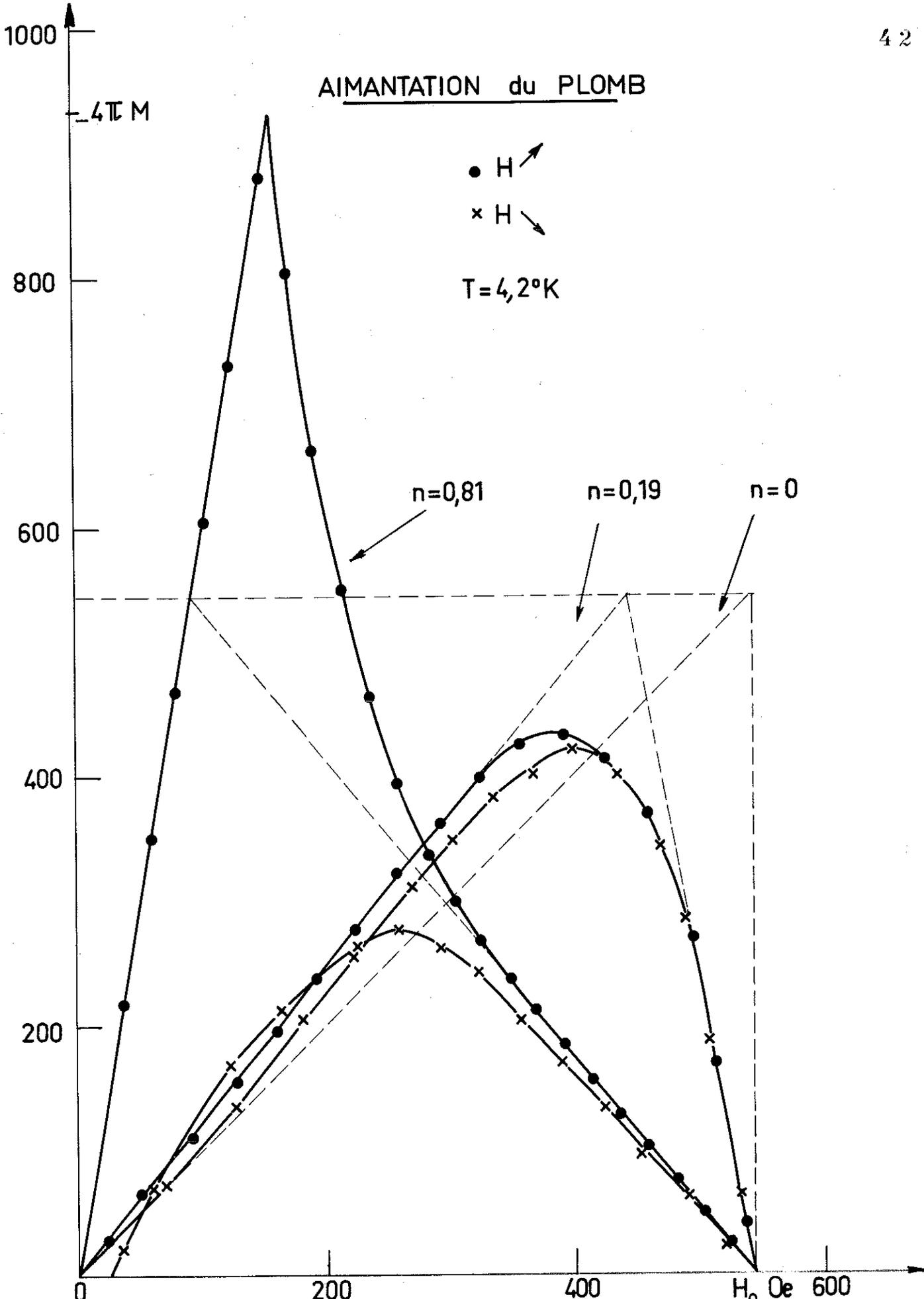


Figure 4

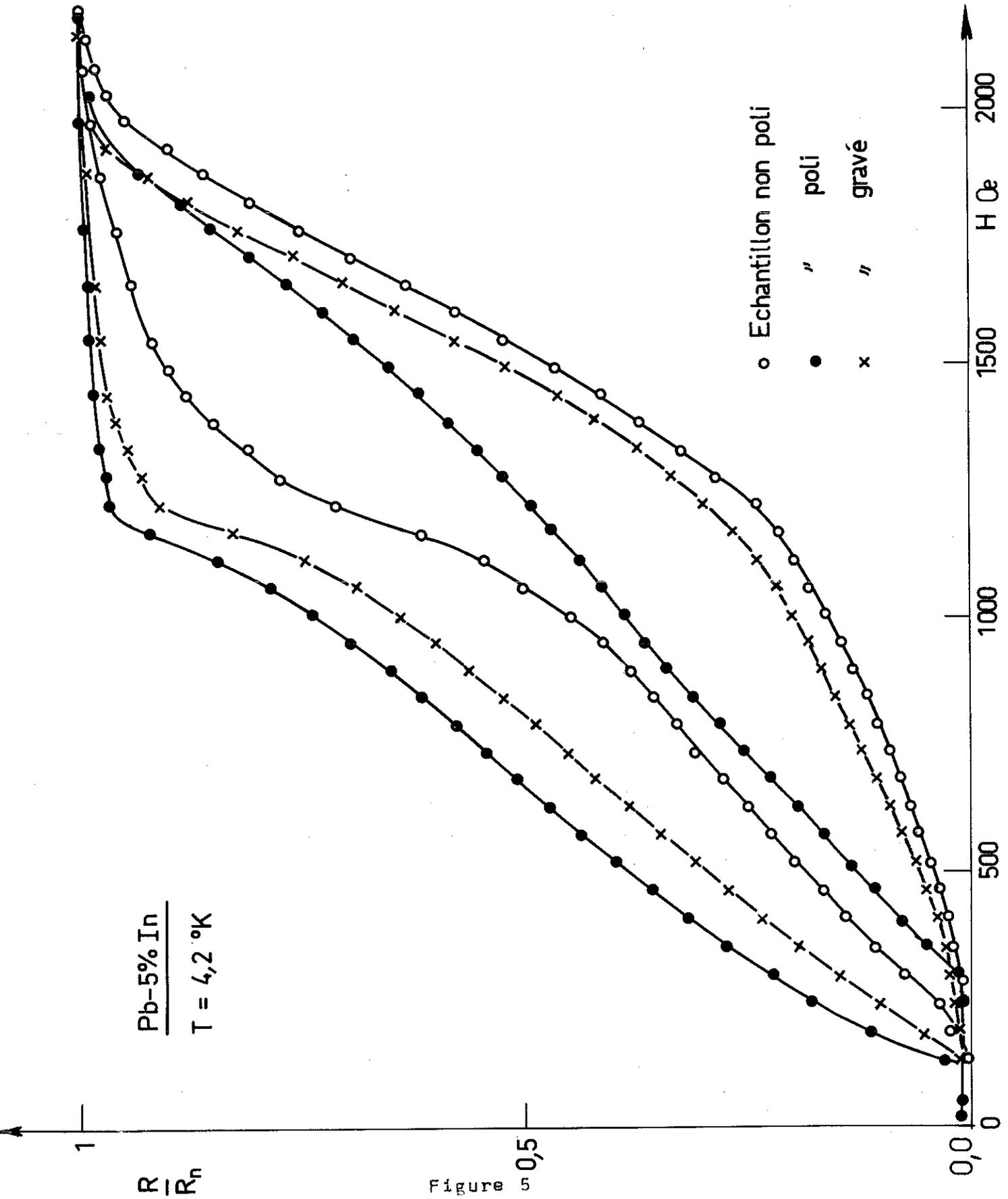
IV.4. PARAMETRES INFLUENCANT LA VALEUR DE LA RESISTANCE DE SURFACE

IV.4.1. Influence du polissage de la surface

Sur la figure 5 sont tracées les courbes de $\frac{R}{R_n}$ pour les deux orientations de champ magnétique pour un même échantillon non poli, poli et ensuite gravé en le trempant une à deux minutes dans l'acide acétique.

Dans l'orientation perpendiculaire, nous voyons que R/R_n est toujours plus faible lorsque le polissage de la surface est mauvais ; ceci sera expliqué au chapitre suivant en montrant que pour une surface irrégulière à l'échelle du paramètre du réseau de vortex, les lignes de flux sont piégées et ne peuvent vibrer librement sous l'action du champ haute fréquence. Les échantillons polis sont brillants comme un miroir et dans ces conditions nous avons toujours trouvé des résultats reproductibles à 1% près en ne se fiant qu'à l'aspect extérieur du polissage.

Les résultats dans l'orientation transverse de la figure 5 ne sont donnés qu'à titre d'illustration : ces mesures ont été faites au tout début de nos expériences et l'influence considérable de l'orientation de la surface avec le champ magnétique extérieur n'avait pas encore été mis en évidence ; aussi, il n'est pas sûr que la surface soit orientée toujours de la même façon pour les différentes courbes. Qualitativement ces mesures montrent qu'une mauvaise surface conduit à une variation plus faible de $\frac{R}{R_n}$ avec le champ magnétique aux faibles champs, à une valeur de $\frac{R(H_{c2})}{R_n}$ toujours plus basse et à une pente à H_{c3} plus raide. Nous pouvons résumer nos conclusions en constatant qu'une bonne surface est celle qui donne $\frac{R(H_{c2})}{R_n}$ maximum. (Dans la figure 5, l'échantillon n'étant pas ramené à l'état Meissner pour les mesures en orientation transverse, la résistance de surface en champ nul n'est pas égale à zéro à cause du flux gelé dans l'échantillon).



IV.4.2. Hystérésis de la résistance de surface

Dans les deux orientations les mesures ont été faites en champ croissant et décroissant ce qui nous permet d'étudier l'hystérésis de $\frac{R}{R_n}$ en fonction du champ magnétique extérieur H_0 et de l'induction magnétique B dans le volume de l'échantillon.

Orientation perpendiculaire

Si nous supposons que la résistance de surface est une mesure du nombre de lignes de flux dans la profondeur de pénétration δ_0 du champ haute fréquence (hypothèse qui n'est pas évidente si les lignes de flux ne sont pas uniformément distribuées), la densité du flux à la surface étant identique à celle dans le volume de l'échantillon, $\frac{R}{R_n}$ sera proportionnel à l'induction B de l'échantillon. S'il y a piégeage des lignes de flux dans le volume par des défauts de nature quelconque, B n'aura pas sa valeur d'équilibre en fonction de H_0 selon que les mesures sont faites en champ croissant ou décroissant ; $\frac{R}{R_n}$ montrera alors une hystérésis en fonction de H_0 liée à l'hystérésis de B contre H_0 et n'en présentera pas en fonction de B .

La figure 3 a montré la variation de $\frac{R}{R_n}$ en fonction de H_0 en champ croissant et décroissant pour l'alliage Pb - 50% In. L'aimantation de cet alliage est faible et B est identique à H_0 sauf au voisinage immédiat de H_{c1}^* ; $\frac{R}{R_n}$ est réversible en fonction de H_0 . Dans les figures 6a et 6b, nous montrons la variation de $\frac{R}{R_n}$ en fonction de H_0 et de B pour l'alliage Pb-3% In. Pour les faibles valeurs de H_0 il y a une large hystérésis de $\frac{R}{R_n}$ contre H_0 directement liée, nous supposons, à la barrière qui s'oppose à l'entrée du flux dans l'échantillon; cette hystérésis disparaît en traçant $\frac{R}{R_n}$ en fonction de B . Ces résultats sont identiques pour tous nos échantillons et nous pouvons conclure que dans cette géométrie $\frac{R}{R_n}$ est une fonction univoque de l'induction B de l'échantillon.

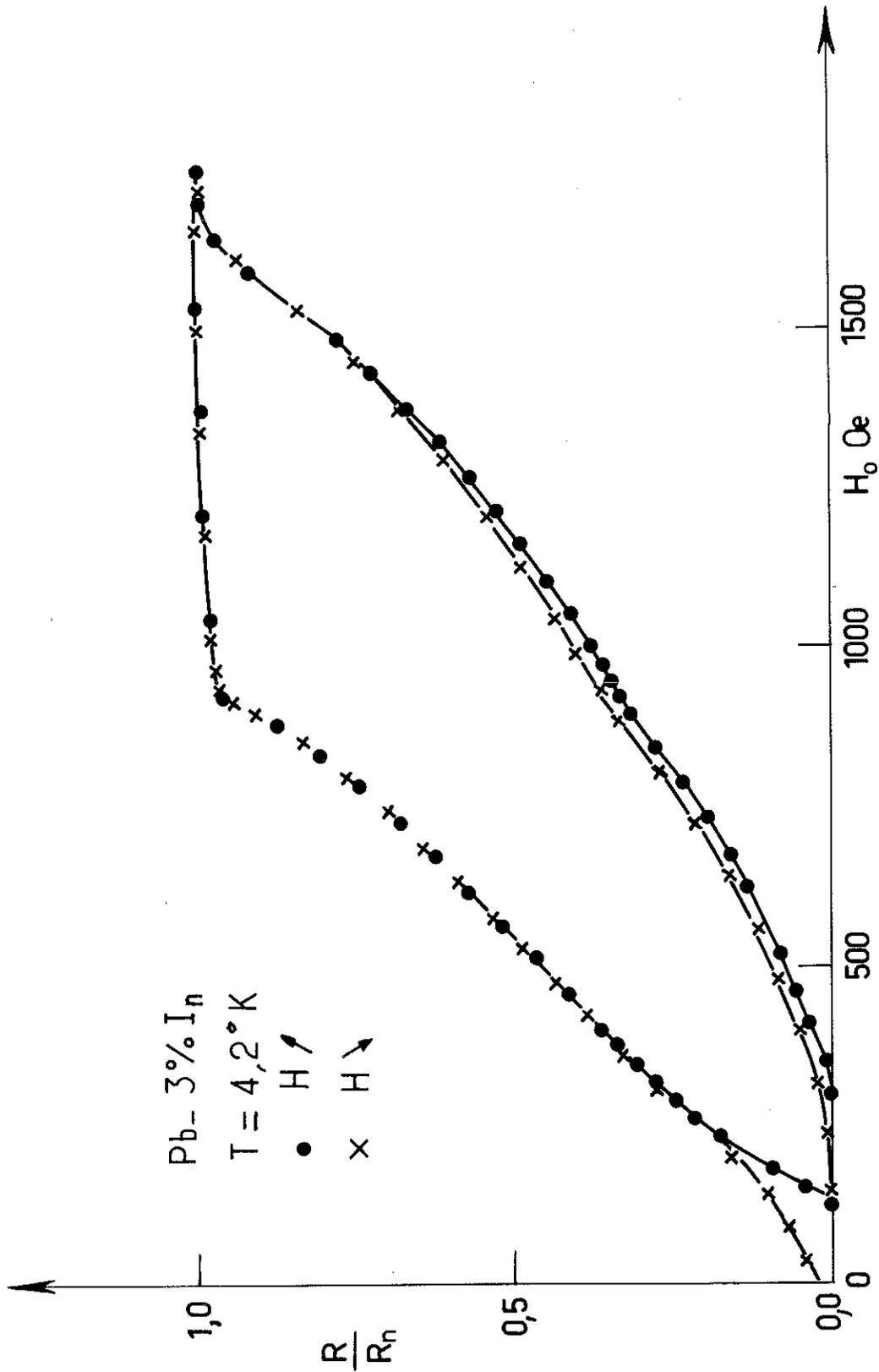


Figure 6a

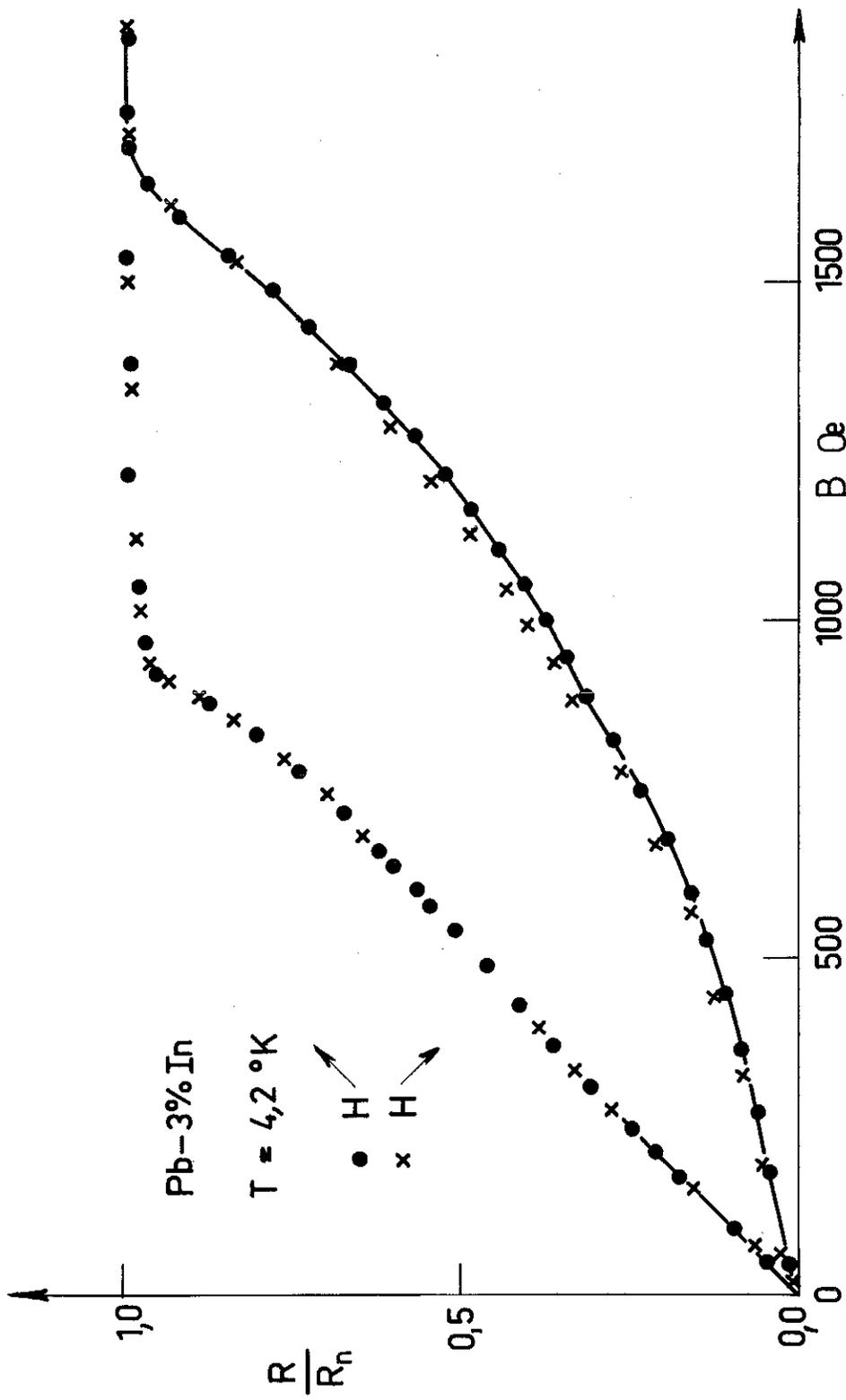


Figure 6b

Orientation transverse

Le problème de l'étude de l'hystérésis est compliqué par la présence de la couche supraconductrice superficielle de SAINT-JAMES qui au dessus de H_{c2} enveloppe le volume de l'échantillon qui est dans l'état normal. FINK et KESSINGER (1965) ont montré que ce tégument existe aussi au-dessous de H_{c2} et il nous faut en tenir compte entre H_{c1} et H_{c3} .

Par analogie avec l'anneau supraconducteur cette couche multiplément connexe peut induire un courant critique permanent de surface qui modifie la répartition du champ magnétique interne de sa valeur à l'équilibre. Une hystérésis intrinsèque dans l'orientation transverse a été trouvée par CARDONA et al (1965) entre H_{c1} et H_{c2} et par KLEIN et al (1966) pour des alliages à faible χ dans l'orientation longitudinale. L'explication de cette hystérésis donnée par FINK (1965) peut se résumer ainsi : lorsque le champ extérieur H_o est modifié, un courant est induit dans la couche superficielle dont la circulation crée un champ magnétique qui s'oppose à la variation du champ extérieur ; l'induction moyenne $\langle B(H_o) \rangle$ dans la couche n'est plus celle qui est en équilibre avec le champ extérieur mais a pour valeur $\langle B(H_o) \rangle - b$ lorsque H_o croît et $\langle B(H_o) \rangle + b$ lorsque H_o décroît, b étant l'induction correspondant au courant de surface. Or, la couche superficielle ne peut transporter qu'un courant maximum appelé courant critique J_c et la variation du champ extérieur qui permet l'établissement de ce courant extérieur ΔH est inférieure à $\frac{1}{2} (\Delta H)_{\max}$. Si la variation du champ extérieur ΔH est inférieure à $\frac{1}{2} (\Delta H)_{\max}$, le courant induit conserve l'induction magnétique constante sur tout le volume de l'échantillon. Si ΔH est supérieur à $\frac{1}{2} (\Delta H)_{\max}$, le courant dans la couche ne peut excéder J_c et $\frac{R}{R_n}$ présentera une hystérésis. La contribution du courant critique J_c à l'induction magnétique donnée par FINK (1965) s'écrit :

$$b_c = 4\pi M_{Jc} = H_c \left(\frac{2\lambda}{L} \right)^{1/2} \frac{\Delta}{\xi} \frac{F^2 \left(\frac{1}{2} L \right)}{\chi}$$

où λ est la profondeur de pénétration, ξ la longueur de cohérence, L l'épaisseur de l'échantillon, Δ l'épaisseur de la couche superficielle, $F(\frac{1}{2}L)$ le paramètre d'ordre à la surface. Cette formule montre que le courant critique est inversement proportionnel à κ et varie comme $(L)^{-1/2}$. La quantité $\frac{\Delta}{\xi} \frac{F^2(\frac{1}{2}L)}{\kappa}$

a été calculée par FINK et BARNES (1965) en fonction de κ et de $\frac{H_0}{H_{c2}}$ et ne présente aucune discontinuité à H_{c2} . Aussi on ne voit pas pourquoi, si l'hystérésis de $\frac{R}{R_n}$ mise en évidence par CARDONA et al (1965) est due à ce courant de surface, elle disparaîtrait à H_{c2} et que $\frac{R}{R_n}$ serait réversible en fonction de H_0 entre H_{c2} et H_{c3} . La variation de J_c avec l'épaisseur des échantillons a été critiquée par HART et SWARTZ (1967) qui ne trouve pas ce résultat dans leurs expériences. Ils développent un modèle de piégeage de flux en surface sous la forme de "spots" quantifiés (identiques à l'extrémité d'une ligne de flux) semblable au modèle de l'état critique de BEAN (1964).

La figure 3 montre $\frac{R}{R_n}$ en fonction de $H_0 = B$ pour l'alliage Pb-50% In ; $\frac{R}{R_n}$ est réversible avec H_0 sur toute la gamme de variation du champ et ne présente pas d'hystérésis. Nous vérifions ainsi une observation de CARDONA et al (1965) montrant que la résistance de surface d'un alliage bien recuit dont le courant critique est très faible ne présente pas d'hystérésis. Par contre, pour des alliages à faible κ et à courants critiques plus élevés comme le Nb-10% Ta et le Pb-3% In représenté en figure 6, une hystérésis dans la résistance de surface est observée et l'écart entre les courbes en champ croissant et décroissant est le plus grand à H_{c2} .

Ces modèles d'état critique de surface ont permis d'expliquer aussi l'hystérésis des courbes d'aimantation dans l'état mixte (VINEN et WARREN (1967), BARNES et FINK (1966)).

IV.4.4. Etude en fonction de la fréquence

Dans l'orientation perpendiculaire, nous avons étudié le comportement de la résistance de surface en fonction de la

fréquence. Par une méthode calorimétrique GILCHRIST et MONCEAU (1968) ont mesuré la résistance de surface des matériaux de nos échantillons entre 200 kHz et 50MHz et ont déterminé la fréquence de piégeage, fréquence au dessus de laquelle la force dominante qui limite le mouvement des lignes de flux n'est plus le piégeage mais plutôt la force correspondante à la dissipation résistive. (GITTLEMAN et ROSENBLUM (1966)). Pour des alliages bien recuits et le niobium, cette fréquence de piégeage est de l'ordre d'une centaine de kilohertz et la résistance de surface n'est plus influencée par le piégeage pour une fréquence supérieure à 1MHz. Nous avons mesuré la résistance de surface d'un échantillon de Pb-10% In à 25 MHz et à 2,4 GHz et d'un échantillon de Nb-10% Ta à 20MHz et 2,4 GHz à la même température. Les mesures à 20 et 25 MHz ont été faites par GILCHRIST sur des échantillons provenant de la même source que ceux servant aux mesures par résonance mais plus minces afin de réduire les effets des bords et ayant été recuits après laminage pour éliminer les dislocations. Les résultats sont montrés en figure 7. La comparaison entre les deux séries de mesures montre que $\frac{R(B)}{R_n}$ est défini à $\pm 1\%$ près et permet de conclure que la résistance de surface normalisée à l'état normal est indépendante de la fréquence.

D'autres mesures ont été faites sur un alliage de Pb-17% In à 9,5 GHz par FISCHER et à 23 et 55 GHz par ROSENBLUM (FISCHER et al 1970) mettant également en évidence cette absence de dépendance de fréquence.

Une analyse microscopique faite par MAKI et FISCHER (1969) indique que dans l'orientation transverse au voisinage de H_{c3} , la résistance de surface est fonction de $\frac{\delta_0}{\xi(t)}$: δ_0 est la profondeur de peau du champ haute fréquence et $\xi(t)$ l'épaisseur de la couche superficielle à la température t ; $\frac{R}{R_n}$ varie donc comme $\omega^{-1/2}$. Nous verrons au chapitre VII que nos mesures à 2,4 GHz ainsi qu'une expérience qui vient d'être faite à faibles fréquences entre 3 et 30 MHz ne sont pas en accord avec cette théorie.

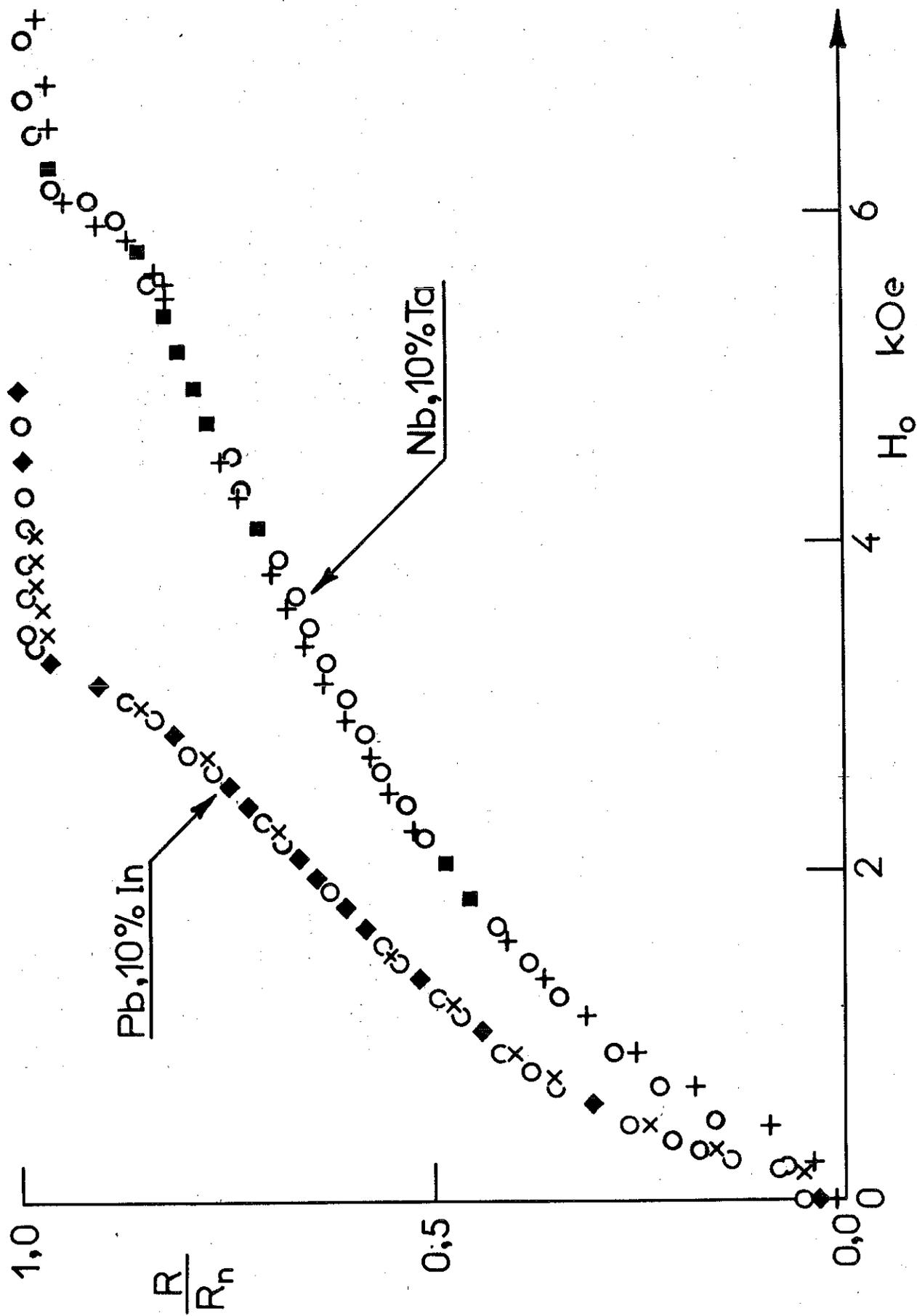


Figure 7

IV.4.5. Etude en fonction de la puissance haute fréquence

Nous ne connaissons pas exactement la puissance de sortie de notre générateur mais estimons que la puissance haute fréquence au niveau de l'échantillon est de l'ordre de $10 \mu\text{watts}$, niveau de puissance que nous appellerons 0db. La puissance absorbée à l'état normal par unité de surface est $\frac{R H_{\omega}^2}{32 \pi^2}$ (en u.e.m.)

$$R = \operatorname{Re} \left(\frac{4 \pi i \mu \omega}{\sigma_n} \right)^{1/2} \quad (\text{IV.1})$$

où μ est la perméabilité du matériau, $\sigma_n = \frac{1}{\rho_n}$ la conductivité à l'état normal. Pour un échantillon de résistivité $\rho_n = 10 \mu\text{ohm-cm}$ et une puissance absorbée de $10 \mu\text{watts}$, le champ H_{ω} à la surface de l'échantillon est 10^{-2} oe. Nous pouvons calculer aussi la densité de courant haute fréquence J dans la couche de peau δ_0 de l'échantillon définie par :

$$\delta_0 = \left(\frac{\rho_n}{2 \pi \omega} \right)^{1/2} ; \quad (\text{IV.2})$$

par unité de surface la puissance absorbée est égale aux pertes Joule dans le conducteur d'épaisseur δ_0 soit $\rho_n \delta_0 \frac{J^2}{2}$ ce qui permet de définir J^2 comme :

$$J^2 = \frac{2P}{\rho_n \delta_0} = 4 \pi P \left[\frac{f}{\rho_n} \right]^{1/2} \quad \text{avec } \omega = 2 \pi f.$$

Pour le niveau 0db et une puissance absorbée de $10 \mu\text{watts}$ les densités de courant haute fréquence des échantillons Pb-50% In, Pb-10% In, Pb-2% In sont respectivement 20, 40, 110 A/cm².

Nous avons étudié la variation de la résistance de surface avec la puissance haute fréquence au niveau de l'échantillon. Il ne nous est pas possible de faire varier beaucoup la puissance avec notre système de mesure car, d'une part, pour une puissance trop faible le bruit de fond est grand devant le signal à mesurer ce qui réduit la précision et d'autre part le signal d'entrée des amplificateurs galvanométriques ne peut dépasser 5mV. Pour le Pb-10% In dans les orientations

perpendiculaire et transverse nous avons varié la puissance par rapport au niveau 0db de +4db et de - 5db, ce qui fait respectivement une augmentation de densité de courant h.f. de 1,5 et une diminution de 1,8 ; il n'y a aucune modification dans la variation de $\frac{R}{R_n}$. De même dans l'orientation transverse une variation de puissance de - 8db, soit une diminution de densité de courant de 2,5 pour les échantillons Pb- 50%In et Pb-3% In n'a provoqué aucun changement dans la variation de $\frac{R}{R_n}$. Pour le dernier échantillon, l'hystérésis décrite ci-dessus en IV.4.2. est identique avec les deux densités de courant.

Or, nous avons mesuré en continu les densités de courant critique du Pb-50% In, Pb-10% In et Pb-3% In qui pour un champ $H = \frac{H_{c2}}{2}$ sont respectivement 19, 65, 680 A/cm². Les densités de courant haute fréquence sont normalement inférieures aux densités de courant critique en continu surtout que celles-ci varient fortement avec le champ magnétique et sont beaucoup plus élevées à champ faible.

Nous avons étudié dans ce chapitre l'influence des différents paramètres pouvant influencer R/R_n . Cette étude expérimentale était nécessaire pour la validité des résultats présentés par la suite. C'est ainsi que nous avons montré l'influence du polissage de la surface et le fait important que le piégeage des lignes de flux n'intervient plus dans nos mesures sauf au voisinage immédiat de H_{c2} ; nous avons vu ainsi que $\frac{R(B)}{R_n}$ est une fonction univoque de B dans l'orientation perpendiculaire et que la résistance de surface dans l'orientation transverse ne présentait pas d'hystérésis pour les alliages à χ élevé.

Dans les deux prochains chapitres, nous interprétons les mesures de résistance de surface dans l'orientation perpendiculaire. Le chapitre V est consacré à une analyse macroscopique et le chapitre VI à une étude microscopique limitée au voisinage de H_{c2} ainsi qu'au comportement de $\frac{R}{R_n}$ au voisinage de la température de transition.

CHAPITRE V - INTERPRETATION MACROSCOPIQUE DE LA RESISTANCE DE
SURFACE DANS L'ORIENTATION PERPENDICULAIRE

Le comportement résistif de l'état mixte des supraconducteurs de type II mis en évidence par nos mesures de résistance de surface a fait l'objet de nombreuses études expérimentales et théoriques. La méthode expérimentale la plus directe est l'étude de la résistivité de l'état mixte en continu : Considérons une plaque de supraconducteur dans l'état mixte soumise à un champ H_0 perpendiculaire parcourue par un courant continu ; lorsque le courant est faible, on n'observe aucune tension aux bornes du supraconducteur mais au delà d'un certain courant critique I_c , il y a variation lente de la tension avec le courant appliqué puis la caractéristique $V(I)$ devient linéaire. On explique ce comportement en supposant que le courant exerce une force de Lorentz sur les lignes de flux

$\vec{F}_L = \frac{1}{c} \vec{J} \wedge \vec{\phi}_0$ à laquelle s'oppose une force de piégeage \vec{F}_p , les lignes de flux étant piégées aux défauts du matériau. Lorsque la force de Lorentz dépasse cette force de piégeage les lignes de flux se déplacent dans le matériau et ce déplacement induit un champ électrique moyen macroscopique $\vec{E} = \frac{\vec{v}_L \wedge \vec{B}}{c}$ (\vec{v}_L est la vitesse de déplacement des lignes de flux).

Le mouvement des lignes de flux donne naissance à des courants d'excitations quasi-électroniques, qui existent à l'état mixte - courants qui s'atténuent de façon dissipative. Les lignes de flux subissent une force retard de nature visqueuse c'est-à-dire proportionnelle à leur vitesse (VOLGER et al 1964). L'équilibre des forces s'écrit :

$$\vec{F}_L - \vec{F}_p = \eta \vec{v}_L$$

Pour un matériau sans défaut, $\vec{F}_p = 0$ et $\vec{F}_L = \eta \vec{v}_L$. Il est possible de définir une résistivité différentielle $\frac{\Delta V}{\Delta I} = \rho_f = \frac{\phi_0 B}{\eta}$.

L'étude de cette résistivité appelée "flux flow résistivity" a été faite par KIM et al (1965). Ces auteurs ont montré que la pente $\frac{\Delta V}{\Delta I}$ pour une densité de courant bien au delà de la densité de courant critique est indépendante des défauts du matériau et représente une caractéristique de celui-ci. Expérimentalement, ils ont trouvé la relation empirique

$$\frac{\rho_f}{\rho_n} = \frac{B}{H_{c2}(0)f(t)} \quad \text{avec } f(t) \rightarrow 1 \text{ lorsque } t \rightarrow 0 \quad (V.1)$$

L'étude de cette résistivité différentielle nécessite que les caractéristiques $V(I)$ soient linéaires ce qui, pour la méthode classique de KIM, demande des échantillons minces d'épaisseur uniforme et des densités de courant suffisamment faibles pour qu'il n'y ait pas d'échauffement notable (ceci est réalisable avec des échantillons à χ élevé et des mesures à des températures petites devant la température critique). Pour s'affranchir de ces difficultés, des champs pulsés et alternatifs ont été utilisés pour dépiéger les lignes de flux. BORCHERDS et al (1964), VINEN et WARREN (1967) ont mesuré le temps de pénétration et d'expulsion du flux magnétique dans un cylindre supraconducteur lorsque le champ extérieur est brusquement varié de H à $H + \Delta H$ (ΔH de l'ordre de 50 Oe). La constante de temps de décroissance du flux est une mesure de la résistivité ρ_f . MEISSNER (1967) a observé la transmission d'impulsions magnétiques à travers un supraconducteur de type II ; le temps de transmission de l'impulsion et la hauteur de l'impulsion font intervenir une résistivité effective que MEISSNER a identifiée à ρ_f . CAPE et SILVERA (1968), FIORY et SERIN (1967 - dans leur étude de l'effet Hall sur le niobium très pur) en superposant au champ magnétique statique transverse un champ magnétique longitudinal alternatif de fréquence de l'ordre d'une centaine de kilohertz et de forte amplitude obtiennent le dépiégeage des lignes de flux.

Nous avons montré au chapitre précédent, qu'au delà de 1MHz, la résistance de surface est indépendante de la fréquence même si la densité de courant haute fréquence est inférieure à la densité de courant critique. Par conséquent, nos mesures en haute fréquence permettent d'étudier les supraconducteurs dans l'état mixte "idéal" où les phénomènes de piégeage des lignes de flux ont été éliminés. Par rapport à la technique continue, notre méthode présente les avantages suivants :

- pas de contacts électriques sur l'échantillon qui peuvent le détériorer.
- utilisation d'échantillon massif (épaisseur $\sim 1\text{mm}$) dont l'uniformité d'épaisseur n'est pas critique et dont on peut facilement mesurer l'aimantation sur le même échantillon.
- densité de courant arbitrairement faible qui élimine les problèmes d'échauffement.*

En utilisant la théorie de l'effet de peau classique, la résistance de surface dans l'état normal a été donnée par la formule (IV.1). Dans l'état mixte, on fait l'hypothèse selon laquelle on peut remplacer la résistivité ρ_n par une résistivité effective ρ_{HF} et μ par la perméabilité macroscopique du supraconducteur ; or, \vec{H}_ω est orthogonal à \vec{H}_0 et $|\vec{H}_\omega| \ll |\vec{H}_0|$. aussi c'est la perméabilité différentielle et transverse $\mu_\perp = \frac{B}{H(B)}$ qu'il faut considérer.

La résistance de surface normalisée par rapport à l'état normal s'écrit alors :

$$\frac{R}{R_n} = \left[\frac{\rho_{HF}}{\rho_n} \frac{B}{H(B)} \right]^{1/2} \quad (V.2)$$

*Pour cette raison à cause des fortes densités de courant critique des alliages technologiques comme Nb_3Sn , les alliages Titane-Vanadium, cette méthode a été utilisée par HACKETT et al (1967) pour l'étude des alliages dont le champ critique supérieur est limité par le paramagnétisme.

En (VI.1) nous obtenons la formule ci-dessus par l'analyse des oscillations élastiques du réseau de vortex sous l'action du champ haute fréquence avec ρ_{HF} égale à la résistivité différentielle continue ρ_f . Nous vérifions la relation (V.2), en mesurant directement ρ_f et nous présentons des mesures de résistivité pour des alliages à faible κ qu'il n'est pas possible d'obtenir directement. Enfin, en analysant les courbes de résistance de surface à faibles champs, nous mettons en évidence un minimum de la résistivité par rapport à la température.

V.I. EXPRESSION DE LA RESISTANCE DE SURFACE

V.I.1. Oscillations élastiques du réseau de vortex

Nous reprenons ici l'analyse faite par GILCHRIST (1966) et GILCHRIST et MONCEAU (1968). Considérons l'échantillon supraconducteur dans le plan xoy soumis à un champ magnétique statique \vec{H}_0 parallèle à Oz . L'onde électromagnétique incidente à son vecteur d'onde parallèle à \vec{H}_0 et \vec{H}_ω et \vec{E}_ω sont parallèles à la surface de l'échantillon. Soit un élément de volume du réseau de vortex ; sous l'action du champ \vec{H}_ω parallèle à Ox , ce réseau se déplace d'une quantité $s(x, y, z, t)$ parallèle à Ox . DE GENNES et MATRICON (1964) ont calculé la force élastique exercée sur les fluxoïdes de cet élément de volume due à la déformation du réseau de vortex : par unité de longueur de ligne cette force est $\frac{H(B)}{4\pi} \varnothing_0 \frac{\partial^2 s}{\partial z^2}$. En l'absence de piégeage, l'équilibre des forces est :

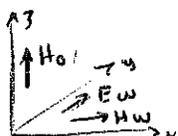
$$\kappa \frac{H(B)}{4\pi} \varnothing_0 \frac{\partial^2 s}{\partial z^2} + \gamma \frac{ds}{dt} = 0$$

Les oscillations de la ligne étant de la forme :

$$s = s_0 \exp i (\omega t - kz) \quad (V.3)$$

La loi de dispersion est :

$$k^2 \frac{H(B)}{4\pi} \varnothing_0 + i \omega \gamma = 0$$



$$\text{où } \omega = i \frac{H(B)}{4\pi\eta} \varnothing_0 k^2 \quad (\text{I.4})$$

De plus $\vec{H}(B)$ et \vec{B} satisfont aux conditions limites suivantes : la composante normale de \vec{B} et la composante tangentielle de \vec{H} sont continues à travers la surface ; par contre, à cause du courant Meissner qui s'écoule dans la couche d'épaisseur λ , la composante tangentielle de \vec{B} n'est pas continue à l'échelle grande devant λ et si \vec{n} est un vecteur perpendiculaire à la surface et \vec{S} représente le courant de surface, on a :

$$\vec{n} \wedge (\vec{B}_{\text{ext}} - \vec{B}_{\text{int}}) = \frac{4\pi}{c} \vec{S}$$

Dans la figure 8, nous avons représenté la position d'une ligne de flux à un instant donné soumise aux champs \vec{H}_ω et \vec{H}_0 ainsi que l'enveloppe de l'amplitude des vibrations qui selon (I.3) décroît comme $\exp(-\text{Im}(k)z)$.

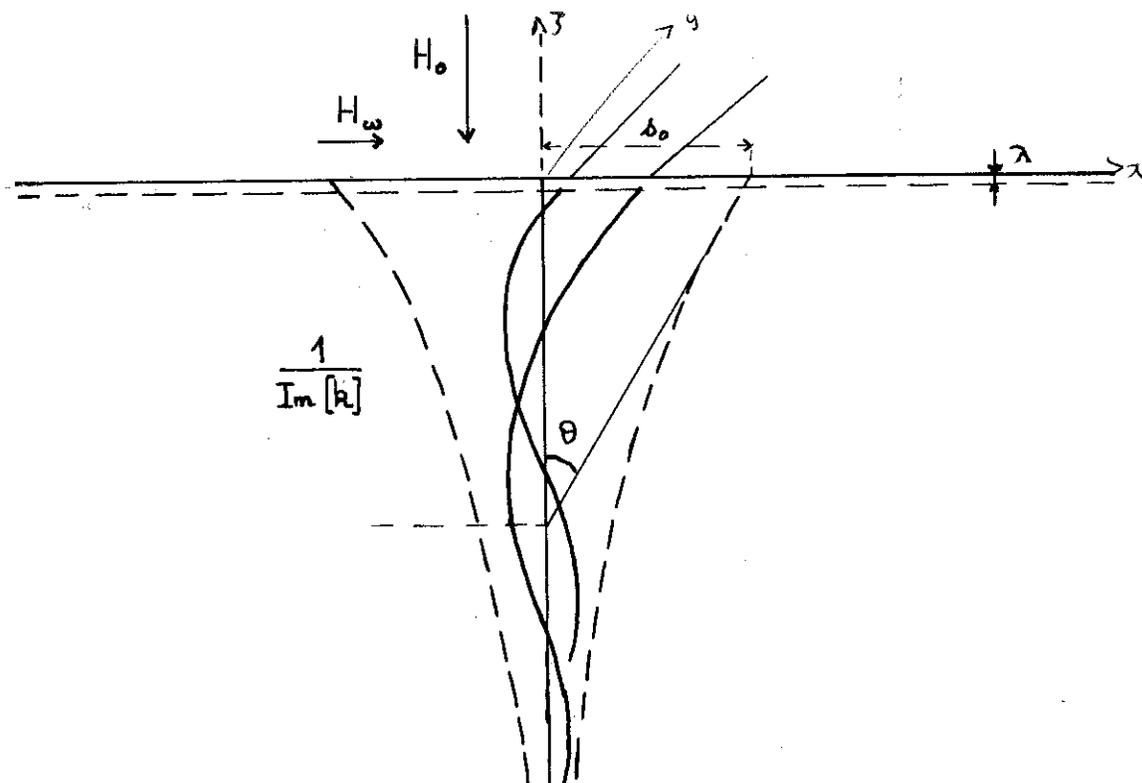


Figure 8

Les oscillations des lignes de flux ayant des longueurs d'onde beaucoup plus grandes que λ , ($|k|\lambda \ll 1$) on peut négliger la contribution du courant de surface sur la condition aux limites qui s'écrit alors (voir fig.8)

$$H_{\omega} = H(B) \theta \quad \text{avec } \theta = \text{Im}(k) S_0$$

nous verrons par la suite la modification à apporter au résultat obtenu lorsque $|k|\lambda$ n'est plus petit devant 1.

La puissance électromagnétique absorbée est $\frac{R}{32\pi^2} \frac{H_{\omega}^2}{\lambda} = \iiint \vec{F} \wedge \vec{v} \, dx dy dz$. L'élément de ligne a pour vitesse $\vec{v} = \text{Re} \left[i \omega S_0 \exp(i\omega t) \right]$. La dissipation moyenne de puissance est par unité de longueur $\frac{1}{2} \omega^2 \eta S_0 S_0^*$ et si on intègre sur le volume d'aire unité de surface :

$$\frac{R_f}{32\pi^2} \frac{H_{\omega}^2}{\lambda} = \frac{1}{2} \omega^2 \eta \frac{H_{\omega}^2}{H^2(B)} \frac{1}{k k^*} \int_0^{\infty} \exp i(k^+ - k) z \frac{B}{\theta_0} dz$$

Après intégration :

$$\frac{R_f}{16\pi^2} = \frac{\omega^2 B^2}{\rho_f H^2(B)} \frac{1}{k k^*} \frac{1}{k^* - k} \quad (V.5)$$

avec k donné par (V.4) et l'expression de la résistance de surface à l'état normal par (IV.1), on trouve :

$$\frac{R_f}{R_n} = \left[\frac{B}{H(B)} \frac{\rho_f}{\rho_n} \right]^{1/2} \quad (V.6)$$

V.0.2. Validité de la formule (V.6)

La formule (V.6) n'est valable que si :

- * 1°/ Les effets de piégeage sont négligeables
- * 2°/ La théorie de l'effet de peau classique est valable autant pour l'état normal que pour l'état mixte ; ceci implique que toutes les longueurs caractéristiques du supraconducteur soient petites devant la profondeur de pénétration δ_0 du champ haute fréquence. Or, à 2,4 GHz pour un alliage de résistivité $10 \mu\text{ohm-cm}$, $\delta_0 = 3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$ et pour $T \ll T_c$ $\lambda \approx 10^{-5} \text{ cm}$; d'où $\frac{\lambda}{\delta_0} = 0,03$, mais lorsque $B \rightarrow 0$, ce n'est plus la profondeur de pénétration de l'état normal qui intervient, mais une profondeur effective δ_{eff} : si l'effet de peau reste classique, et si $\frac{\beta_f}{\beta_n} = \frac{B}{H_{c2}}$ (voir (V.1), on a $\frac{\delta_{\text{eff}}}{\delta_0} = \left[\frac{H(B)}{H_{c2}} \right]^{1/2}$. Nous avons calculé $\frac{\lambda}{\delta_0}$ et $\frac{\lambda}{\delta_{\text{eff}}}$ lorsque $B \rightarrow 0$ pour les alliages Pb-3% In et Pb - 50% In à 4,2°K. Les résultats sont montrés dans le tableau II.

-- TABLEAU II --

	λ_{cm}	$H_{c1} \text{ oe}$	$H_{c2} \text{ oe}$	$\delta_0 \text{ cm}$	$\frac{\lambda}{\delta_0}$	$\delta_{\text{eff}} \text{ cm}$ $B \rightarrow 0$	$\frac{\lambda}{\delta_{\text{eff}}}$ $B \rightarrow 0$
Pb-50% I _n	$2 \cdot 10^{-5}$	120	3 900	$4,75 \cdot 10^{-4}$	0,042	$0,835 \cdot 10^{-4}$	0,24
Pb-3% I _n	$6 \cdot 10^{-6}$	400	900	$1,6 \cdot 10^{-4}$	0,037	$1,07 \cdot 10^{-4}$	0,056

On remarque que la condition $\frac{\lambda}{\delta(B)} \ll 1$ est réalisée pour tout l'état mixte sauf pour les alliages à κ élevé au voisinage immédiat de H_{c1} où nous devons modifier la formule (V.6).

* 3°/ La fréquence est suffisamment faible pour que la réponse soit quasi "statique". Nous avons déjà évalué λ/δ_0 et constaté que λ/δ_0 est pratiquement toujours très inférieur à 1. Nous allons voir que cette condition a d'autres conséquences. En utilisant la formule d'interpolation pour λ en fonction de l/ξ_0 (GOODMAN (1966)) avec la dépendance en température du modèle des 2 fluides et l'expression (IV.2) pour δ_0 avec la conductivité de l'état normal $\sigma_n = \frac{n e^2 \tau}{m}$, on écrit :

$$\frac{\lambda}{\delta_0} = \left\{ \frac{\omega \tau}{2} \frac{\left(1 + 0,068 \frac{\hbar \omega}{k_B T_c} \right)}{1 - t^4} \right\}^{1/2}$$

la condition $\frac{\lambda}{\delta_0} \ll 1$ implique :

- $\omega \tau \ll 1$ qui indique que l'on peut ne pas tenir compte des effets de retard, c'est-à-dire négliger le terme $i \omega \tau$ dans l'expression de la conductivité complexe $\sigma = \frac{\sigma_n}{1 + i \omega \tau}$

- $\frac{\hbar \omega}{k_B T_c} \ll 1$: pour une fréquence de 2.4 GHz et des

alliages dont $T_c \sim 7^\circ\text{K}$, $\frac{\hbar \omega}{k_B T_c} \approx 1,5 \cdot 10^{-2}$

Près de T_c , la dépendance en température est donnée par (I.7)

et $\frac{\lambda}{\delta_0} \ll 1$ conduit à $\frac{\hbar \omega}{k_B (T_c - T)} \ll 1$ ou $\hbar \omega \ll \epsilon_0(T)$ car

$\epsilon_0(T)$ varie linéairement en $(T_c - T)$ au voisinage de T_c (voir (I.25)).

Nous obtenons le même résultat que celui d'une théorie dûe à FISCHER et al (1970) que nous discuterons au chapitre suivant et qui montre que la résistance de surface est indépendante de la fréquence tant que $\hbar \omega \ll \epsilon_0(T)$.

V.I.3. Modification de la formule (V.6)

Nous avons montré que le résultat (V.6) n'était valable que si la condition $\lambda/\xi_0 \ll 1$ était satisfaite ; ce n'est pas le cas pour les alliages à κ élevé, au voisinage de H_{c1} . La loi de dispersion (V.4) doit être modifiée. On peut suivre le calcul des oscillations des lignes de vortex fait par ABRIKOSOV et al (1965) utilisant une théorie hydrodynamique et remplacer k_0^2 de la formule (V.4) par k^2 défini par

$$\frac{1}{k_0^2} = \frac{1}{k^2} + \lambda^2 \quad (V.7)$$

En reportant cette valeur de k dans (V.5), la nouvelle valeur de la résistance de surface R_f par rapport à celle R_{f0} obtenue avec la loi de dispersion (V.4) est :

$$\frac{R_f}{R_{f0}} = \frac{1 + 4\gamma_f^2}{[(1 + 4\gamma_f^2)^{1/2} + 2\gamma_f]^{1/2}} \cong 1 - \gamma_f + \frac{9}{2} \gamma_f^2 \quad (V.8)$$

avec $\gamma_f = \frac{\lambda^2}{\delta_f^2}$ et $\delta_f^2 = \frac{\beta_f}{2\pi\omega\mu_1}$

On fait le même développement pour l'état normal :

$$\frac{R_n}{R_{n0}} \cong 1 - \gamma_n + \frac{9}{2} \gamma_n^2 \quad (V.9)$$

avec $\gamma_n = \frac{\lambda^2}{\delta_0^2} = \frac{mc^2}{4\pi ne^2} \times \frac{2\pi\omega}{\beta_n} = \frac{\omega\tau}{2}$

Ce résultat pour $\frac{R_n}{R_{n0}}$ revient à considérer l'effet retard des électrons et à remplacer σ_n par $\frac{\sigma_n}{1+i\omega\tau}$; $R \propto R_e \left(\frac{1}{\sigma}\right)^{-1/2}$ le développement limité donne bien le terme $-\frac{\omega\tau}{2}$.

La nouvelle expression de la résistance de surface normalisée à l'état normal est en utilisant les relations (V.8) et (V.9)

$$\frac{R_f}{R_n} = \frac{R_{f0}}{R_{n0}} \frac{1 - \gamma_f}{1 - \gamma_n}$$

$$= \left(\frac{\rho_f}{\rho_n} \mu_{\perp} \right)^{1/2} \left[1 + \gamma_n \left(1 - \frac{\gamma_f}{\gamma_n} \right) \right]$$

$$\frac{R_f}{R_n} = \left(\frac{\rho_f}{\rho_n} \frac{H(B)}{B} \right)^{1/2} \left[1 + \frac{\lambda^2}{\delta_0^2} \left(1 - \frac{H_{c2}}{H(B)} \right) \right] \quad (V.10)$$

Ce calcul doit être considéré avec précaution car ABRIKOSOV et al ne font que modifier la loi de dispersion (V.4) et ne tiennent pas compte de la surface sur les conditions aux limites comme d'ailleurs ROSENBLUM et al (1968) dans le calcul suivant.

REMARQUE

ROSENBLUM et al (1968) ont étendu au cas des supraconducteurs sales le modèle de BARDEEN et STEPHEN (1965) montrant qu'en l'absence de piégeage le courant de transport s'écoule uniformément à travers les coeurs normaux des vortex en mouvement. Ils supposent que les régions supraconductrices et normales sont en série et ont choisi pour résistivité équivalente :

$$\rho_{\text{eff}} = \rho_n F_n + \rho_s (1 - F_n)$$

F_n est la fraction de volume occupé par les coeurs normaux et ρ_n est la résistivité de l'état normal. Pour la résistivité des régions supraconductrices ils prennent $\rho_s = (i \sigma_{2s})^{-1}$ avec $\sigma_{2s} = \sigma_n \frac{\pi \Delta_0}{\hbar \omega} = \frac{1}{4\pi \omega \lambda^2}$ où Δ_0 est l'énergie de la bande

interdite à 0°K (cette dernière relation est obtenue à partir de l'inertie des électrons supraconducteurs : pour un supraconducteur la conductivité $\sigma = \frac{n e^2}{m(i\omega + \frac{1}{\tau})}$ avec τ infini a pour

expression
$$\sigma = \frac{n e^2}{i m \omega} = \frac{1}{4\pi i \omega \lambda^2}$$

La conductivité équivalente est alors :

$$\sigma_{\text{eff}} = \sigma_1 + i \sigma_2 = \frac{\left(\frac{\sigma_{2s}}{\sigma_n}\right)^2 \sigma_n F_n + i \sigma_{2s} (1 - F_n)}{\left(\frac{\sigma_{2s}}{\sigma_n}\right)^2 F_n + (1 - F_n)^2}$$

ROSENBLUM et al ont calculé la résistance de surface avec l'expression (IV.1) en ne tenant pas compte de la perméabilité de l'état mixte ; ils trouvent

$$\frac{R}{R_n} = \sqrt{F_n} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\hbar \omega}{\pi \Delta_0} \frac{1 - F_n}{F_n} \right)$$

si on fait l'hypothèse que $F_n = \frac{B}{H_{c2}} = \frac{\beta_f}{\beta_n}$ on obtient

$$\frac{R}{R_n} = \sqrt{\frac{B}{H_{c2}}} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\hbar \omega}{\pi \Delta_0} \left(1 - \frac{H_{c2}}{B} \right) \right] \quad (\text{V.11})$$

qui est identique à la formule (V.10), puisque

$$\frac{\hbar \omega}{\pi \Delta_0} = \frac{\sigma_n}{\sigma_{2s}} = \frac{4\pi \omega \lambda^2}{2\pi \omega \delta_0^2} = 2 \frac{\lambda^2}{\delta_0^2}$$

V.II. MESURE DE LA RESISTIVITE DE L'ETAT MIXTE ET COMPARAISON

au paragraphe précédent en utilisant la théorie de l'effet de peau classique nous avons exprimé la résistance de surface en faisant intervenir une résistivité β_{HF} que l'analyse des oscillations des lignes de flux, nous a fait identifier à la résistivité différentielle β_f de l'état mixte. A partir de l'équation (V.6) nous pouvons écrire :

$$\frac{\beta_f}{\beta_n} = \frac{H(B)}{B} \left[\frac{R(B)}{R_n} \right]^2 \quad (\text{V.6 bis})$$

Nous avons étudié cette relation pour le Nb-10% Ta et tracé les résultats en figure 9 pour deux températures : $t = 0,23$ et

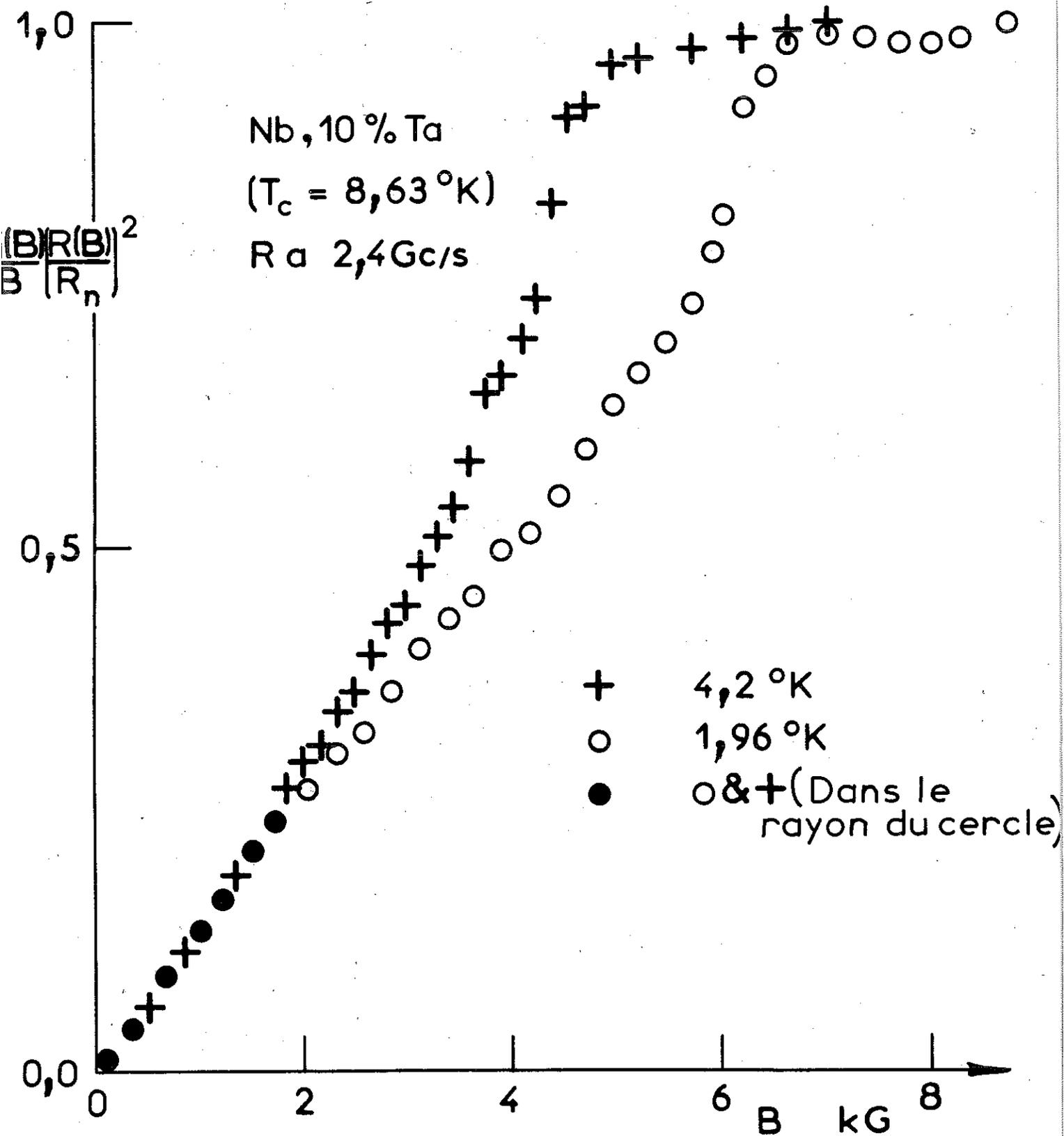
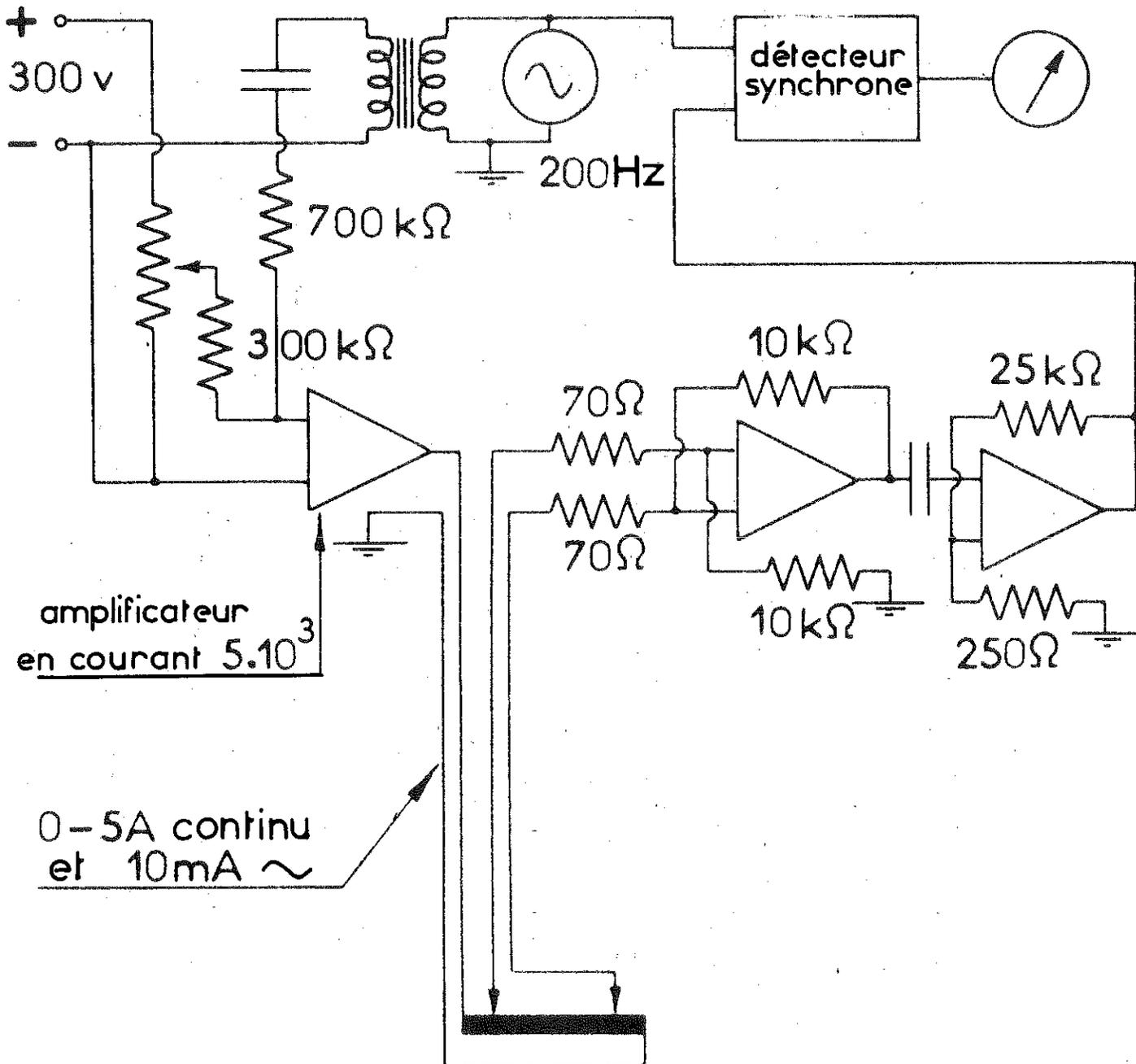


Figure 9

$t = 0,49$ en utilisant nos mesures de $\frac{R}{R_n}$ et en calculant le facteur $\frac{H(B)}{B}$ à partir des courbes d'aimantation (la courbe de $\frac{R}{R_n}$ pour $t = 0,23$ est celle qui a été reproduite en figure 7 en comparaison avec les mesures à 25 MHz). L'allure des courbes de $\frac{\rho_f}{\rho_n}$ ainsi obtenues est tout à fait comparable aux mesures de résistivité rapportées dans la littérature en particulier aux faibles valeurs de l'induction B, la pente de $\frac{\rho_f}{\rho_n}$ est indépendante de t. Pour prouver notre analyse précédente nous avons comparé les mesures de résistivité différentielle obtenues à partir de la formule (V.6 bis) et celles obtenues directement par mesure des caractéristiques tension - courant du supraconducteur.

V.II.1. Mesure de la résistivité différentielle de l'état mixte

La résistivité différentielle étant définie par $\rho_f = \frac{dV}{dI}$, il est préférable de mesurer celle-ci par une méthode différentielle, technique utilisée aussi par FOGEL' et al (1969). L'appareil de mesure est schématisé en figure 10. L'échantillon issu du même lot que celui utilisé pour les mesures de $\frac{R}{R_n}$ est laminé à 100-150 μ et placé perpendiculaire au champ magnétique. On superpose au courant continu supérieur au courant critique de l'échantillon (1 à 3 ampères), un courant alternatif de 10mA à 200Hz. La tension qui apparaît aux bornes de l'échantillon est amplifiée et mesurée après une détection synchrone. L'allure typique des courbes $\frac{dV}{dI}$ en fonction de I est montrée en figure 11 ainsi que la courbe intégrale $\int \frac{dV}{dI} dI$ qui aurait été obtenue si on avait fait une mesure directe de la tension à travers l'échantillon en fonction du courant appliqué ce qui est la méthode la plus communément utilisée. La résistivité différentielle ρ_f aurait alors été prise comme la pente la plus droite de la caractéristique V(I) ce qui sur la courbe différentielle aurait donné le point A. Or, nous remarquons que $\frac{dV}{dI}$ ne présente pas de palier en fonction de I et nous pensons que l'augmentation de $\frac{dV}{dI}$ avec I est due à un échauffement de l'échantillon qui, comme on le voit sur le réseau de courbes de la figure 12 est d'autant plus important que H_0 est élevé. Sur la courbe différentielle nous extrapolons jusqu'à un effet Joule nul ce qui donne le point B.



mesure de résistance différentielle

Figure 10

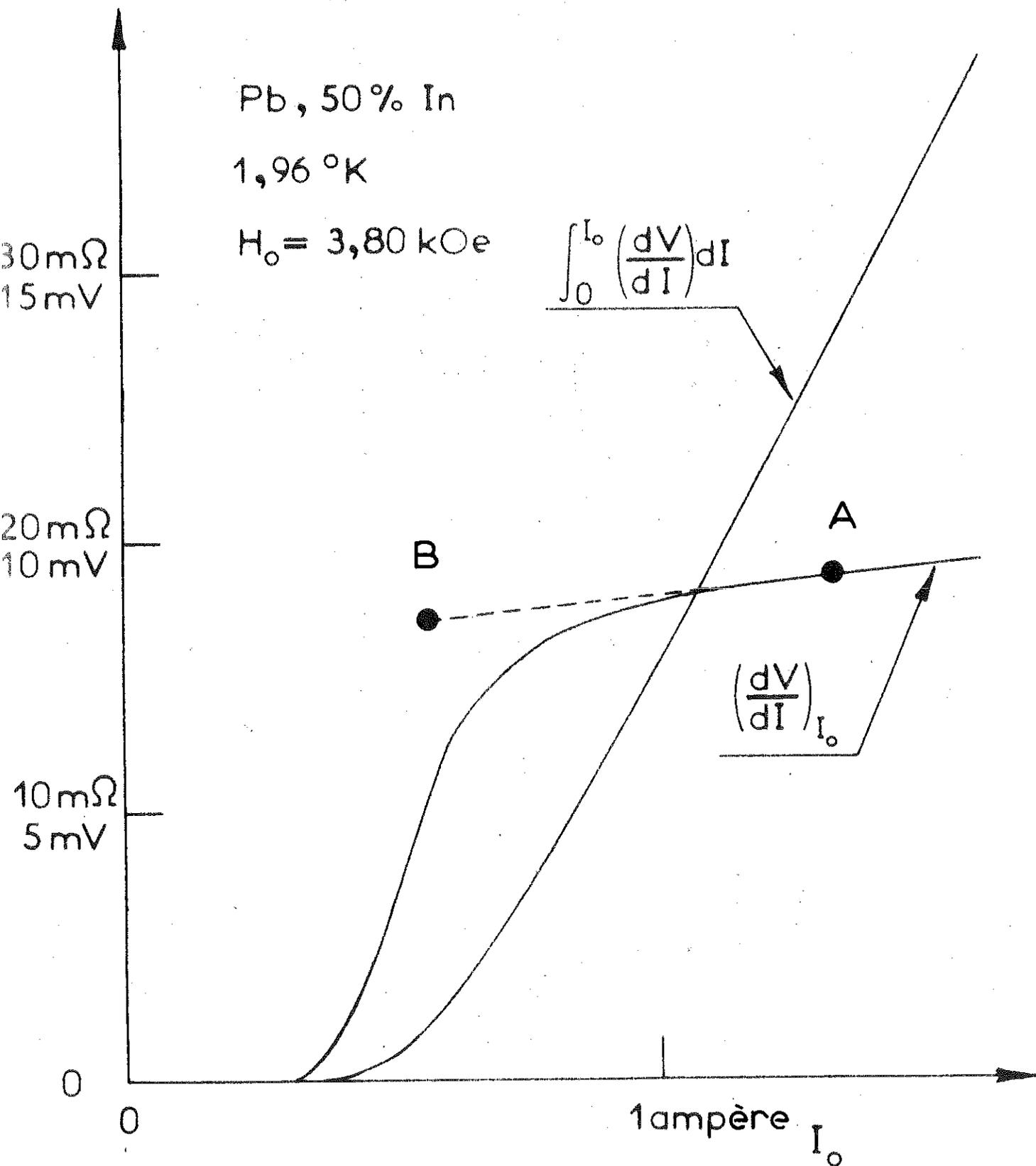


Figure 11

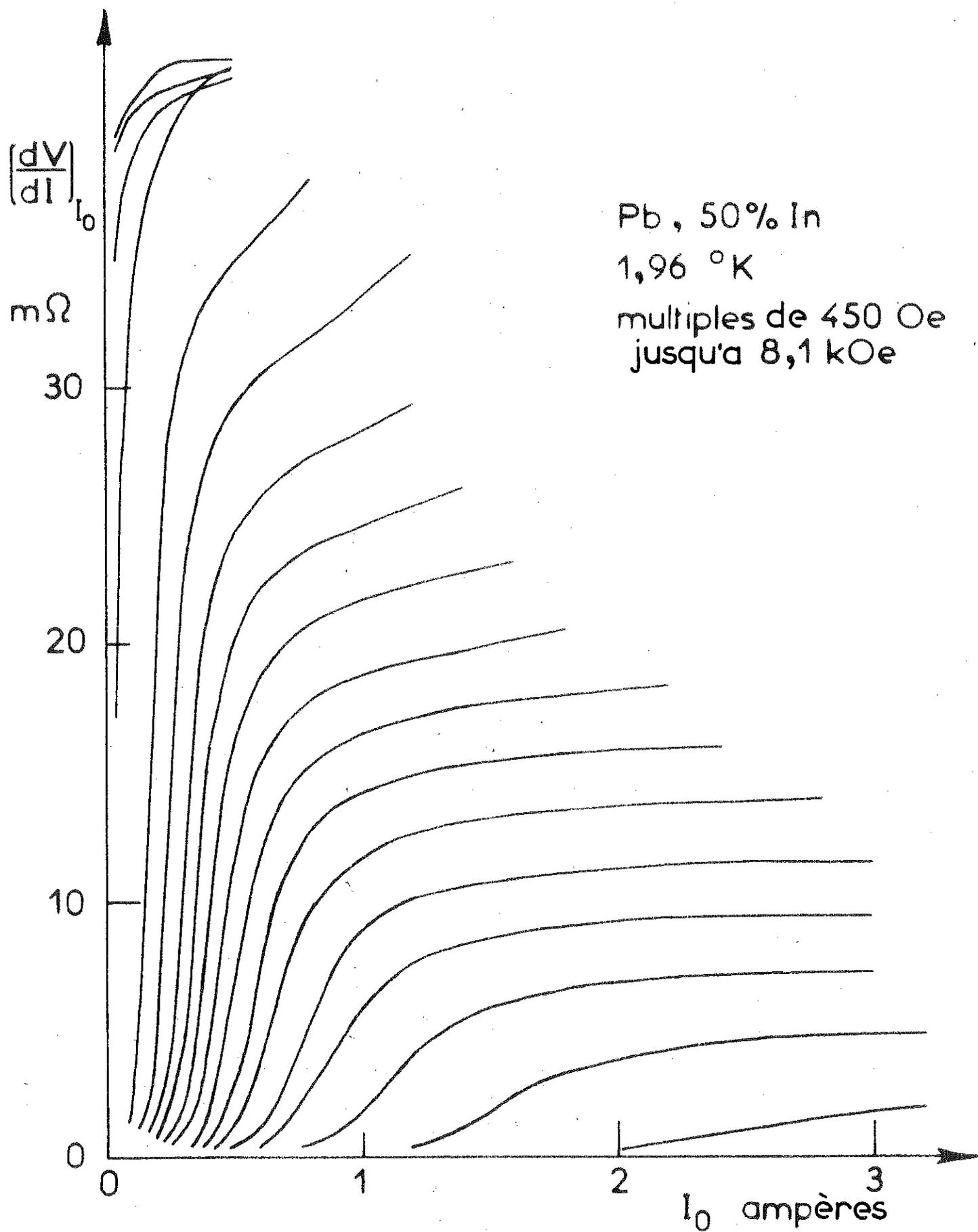


Figure 12

Cette résistivité est de l'ordre de 5% inférieure à celle que l'on obtiendrait si on ne tenait pas compte de l'échauffement de l'échantillon.

V.II.2. Comparaison

Les figures 13 et 14 montrent représentées à la même échelle les variations des résistivités différentielles en fonction de l'induction B déduites des mesures de $\frac{R}{R_n}$ et mesurées directement comme il l'est décrit au paragraphe précédent pour les alliages Pb-10% In et Pb-50% In. Pour clarifier les figures, nous n'avons pas représenté les points expérimentaux obtenus à partir des mesures en haute fréquence, mais nous avons tracé une ligne continue les réunissant. L'accord entre les deux types de mesures est excellent sauf à 3,2°K pour le Pb-10% In (figure 14 où des fluctuations de température ont rendu difficiles les mesures de résistivité en continu. Le facteur $\frac{H(B)}{B}$ est très peu différent de 1 pour le Pb 50% In et a été ignoré ; par contre il en a été tenu compte pour le Pb-10% In : par exemple à T = 1,96°K pour B = 430 gauss $\frac{H(B)}{B} = 1,37$ et pour B = 1110oe, $\frac{H(B)}{B} = 1,09$. Sans ce facteur, l'accord aux faibles valeurs de B aurait été beaucoup moins bon.

Nous pouvons conclure que les résistivités différentielles déduites des mesures de résistance de surface sont identiques à celles mesurées en continu (GILCHRIST et MONCEAU) (1970)).

V.II.3. Résistivité différentielle des alliages à faible χ

Les mesures de résistance de surface peuvent donc nous permettre d'obtenir les résistivités différentielles de supraconducteurs qu'il n'est pas possible de mesurer par la méthode continue : c'est le cas des alliages à faible χ qui ont des densités de courant critique élevées et en plus des faibles résistivités à l'état normal. Nous avons essayé de mesurer en continu la résistivité différentielle de Pb-3% In à 1,96°K ; la courbe $\frac{dV}{dI}$ obtenue présente une courbure continue en fonction de I et il n'est pas possible de trouver une valeur de la résistivité. Par contre, la mesure de $\frac{R}{R_n}$ et du facteur $\frac{H(B)}{B}$ nous

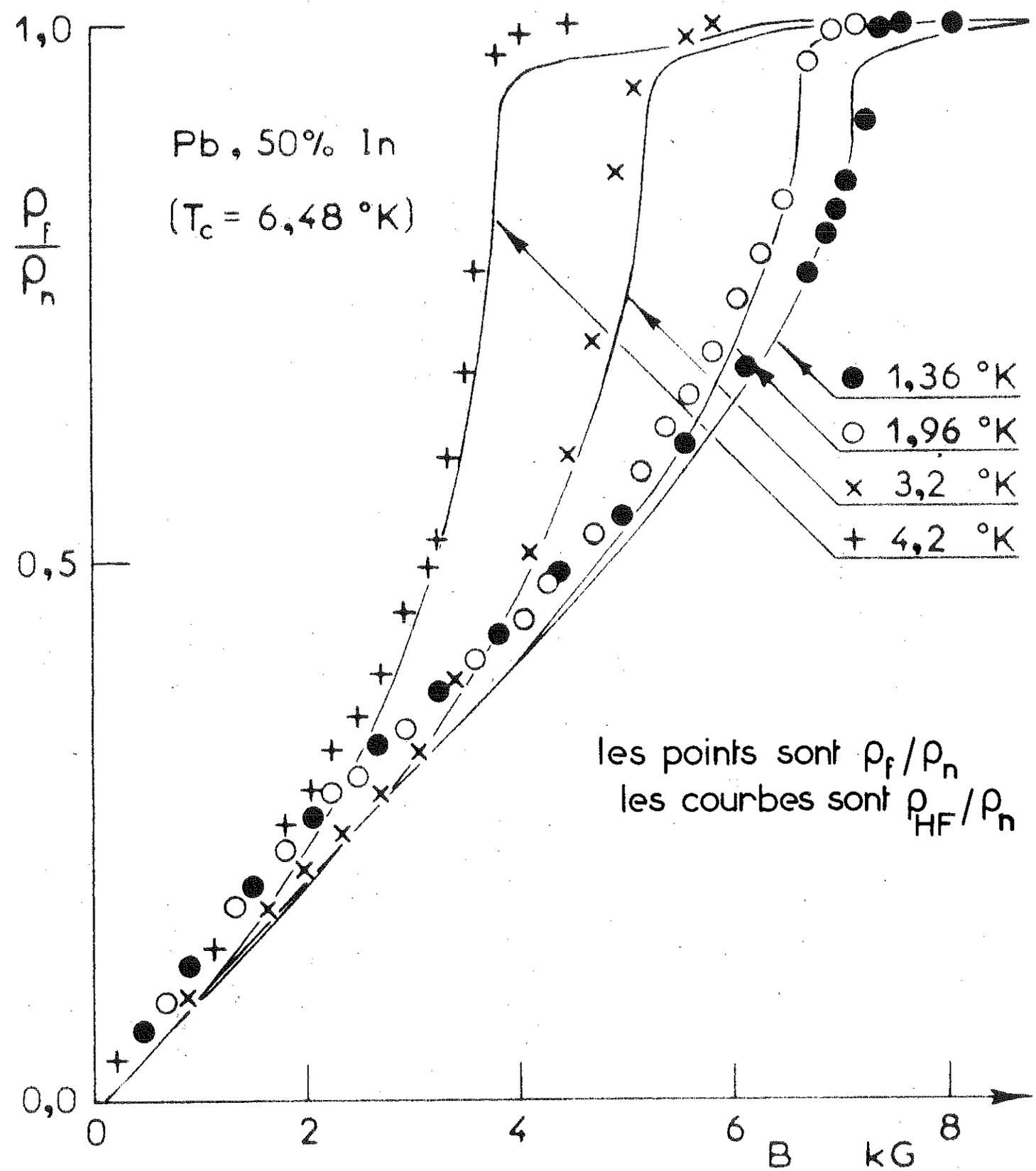


Figure 13

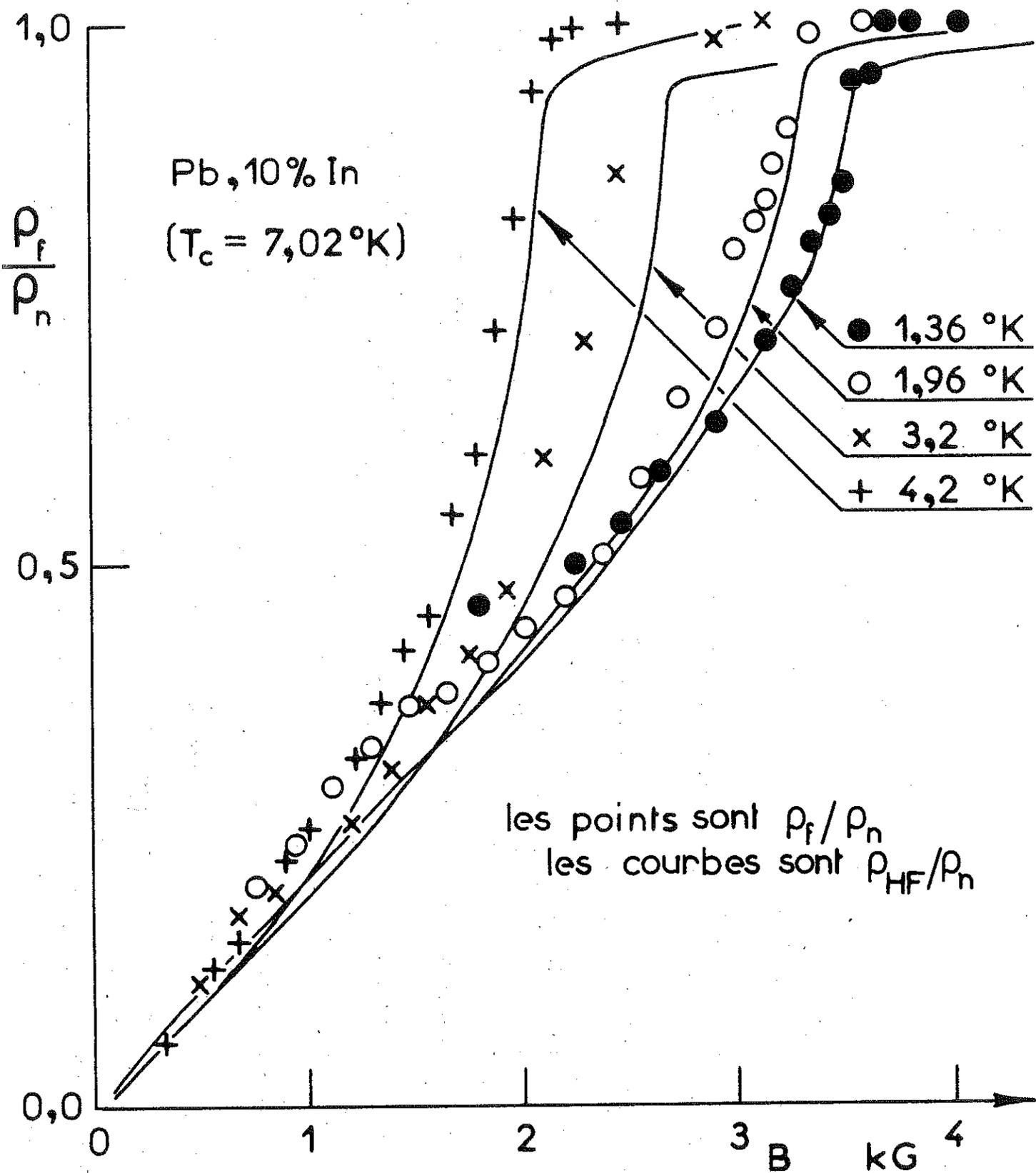


Figure 14

permettent de tracer $\frac{\rho_f}{\rho_n}$ pour ce même échantillon en figure 15. Les mesures de $\frac{R}{R_n}$ sont un peu plus ambiguës car à cause de la faible valeur du paramètre κ les effets de bord sont plus importants et moins bien éliminés par les épingles à cheveux en cuivre.

Les mêmes remarques s'appliquent au niobium et aux alliages dilués de niobium ; de plus, comme la résistivité à l'état normal devient très petite, la puissance absorbée dans le supraconducteur devient faible devant celle due aux pertes et la variation du Q entre l'état supraconducteur et l'état normal n'est pas suffisante pour avoir une bonne précision dans la détermination de $\frac{R}{R_n}$. Aussi nous n'avons pu étudier le niobium avec un grand rapport de résistivité. Nous avons mesuré la résistance de surface de deux alliages dilués de niobium, le Nb-1,6% Ta et le Nb-0,8% Ta de rapports de résistivité respectifs 34 et 40. Les résultats pour les deux alliages sont identiques et nous avons tracé en figure 16 la variation de $\frac{\rho_f}{\rho_n}$ pour le Nb-0,8% Ta à $T = 4,2^\circ\text{K}$ et $T = 1,96^\circ\text{K}$.

La valeur de H_{c2} obtenue par aimantation est marquée par une flèche et il y a une large variation au delà de H_{c2} due à la contribution de la surface qui est mal éliminée.

Malgré les difficultés dues à la surface, les mesures en haute fréquence permettent d'obtenir les résistivités dans l'état mixte d'alliages qu'on ne peut pas mesurer par une technique continue.

V.III. VARIATION EN TEMPERATURE DE LA RESISTIVITE AUX FAIBLES VALEURS DE L'INDUCTION

Pour des alliages à fort κ ($\kappa > 10$) KIM et al (1965) ont trouvé que $\frac{\rho_f}{\rho_n}$ à un champ H_0 fixé présente un minimum en fonction de la température. CLEM (1968) a développé un modèle en considérant une dissipation thermique provoquée par les courants

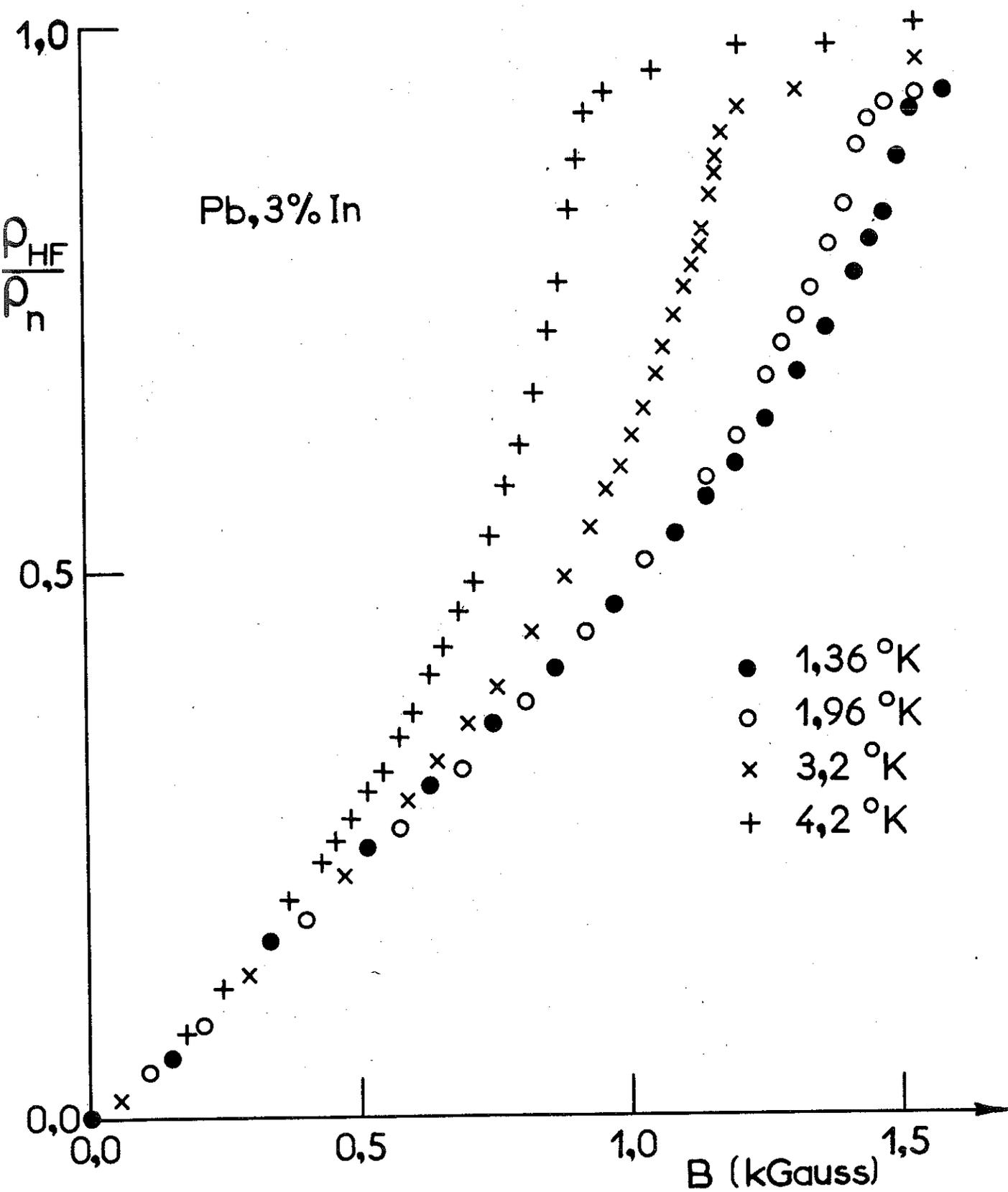


Figure 15

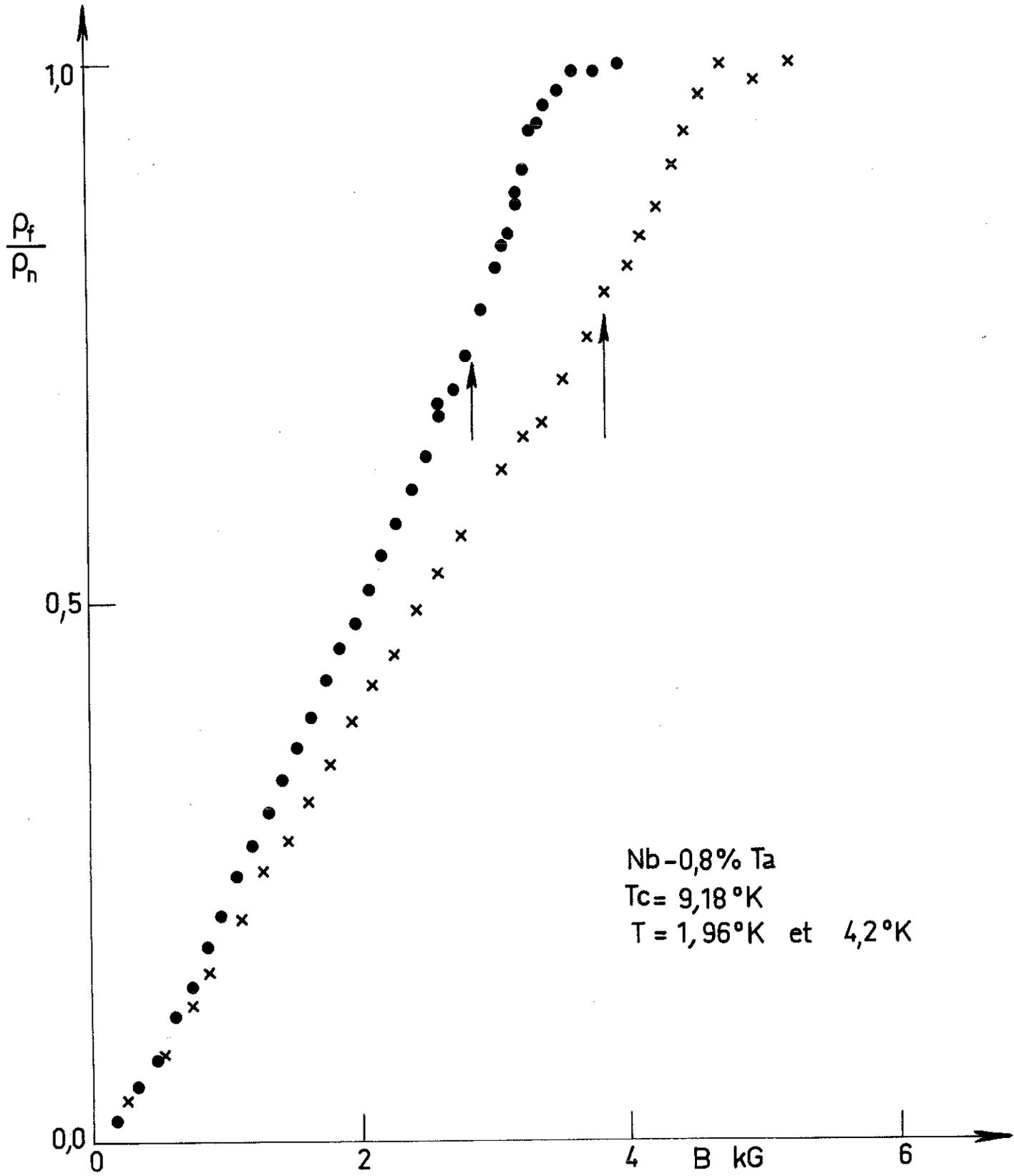


Figure 16

d'entropie créés autour des vortex en mouvement. Le coeur du vortex étant essentiellement normal à une entropie S_n et une conductivité thermique K_n supérieures au milieu supraconducteur dans lequel il se déplace qui sont respectivement S_s et K_s . Les courants d'entropie sont tels que l'entropie du bord avant du vortex en mouvement doit augmenter de S_s à S_n et celle du bord arrière diminuer de S_n à S_s ; il s'ensuit des gradients de température. La viscosité totale est la somme de la viscosité électrique définie au début de ce chapitre et égale à

$$\eta(0) = \frac{\phi_0 H_{c2}(0) \sigma_n}{c^2} \text{ et d'une viscosité thermique } \eta_{\text{therm}}$$

$$\eta = \eta_{\text{elec}} + \eta_{\text{therm}}$$

avec $\frac{\eta_{\text{therm}}}{\eta(0)} = C.F.$

où C est une fonction de l/ξ_0 et F une fonction de la température dépendant du modèle utilisé et valant 0 à $t = 0$ et $t = 1$.

CLEM écrit alors que :

$$\frac{\rho_f}{\rho_n} = \frac{\frac{H}{H_{c2}(0)}}{\frac{H_{c2}(T)}{H_{c2}(0)} + CF} \quad (V.12)$$

La dissipation thermique existe pour toute valeur de l/ξ_0 mais n'est importante que lorsque $\frac{l}{\xi_0} \geq \frac{1}{4}$ et $\frac{\rho_f}{\rho_n}$ présente alors un minimum en fonction de t .

AXT et JOINER (1988) ont rapporté des mesures de résistivité à faible champ sur des alliages de Pb-60% Ta et Pb-5% Ta. Ils ont montré que le minimum de résistivité existait pour l'alliage le plus sale, le Pb-60% Ta, et que la température de ce minimum était d'autant plus faible que H_0 est plus élevé. Le modèle de CLEM, s'il indique bien l'existence du minimum n'en donne pas la bonne profondeur ni la dépendance en champ.

Nous avons tracé en figure 17 et 18 la résistivité

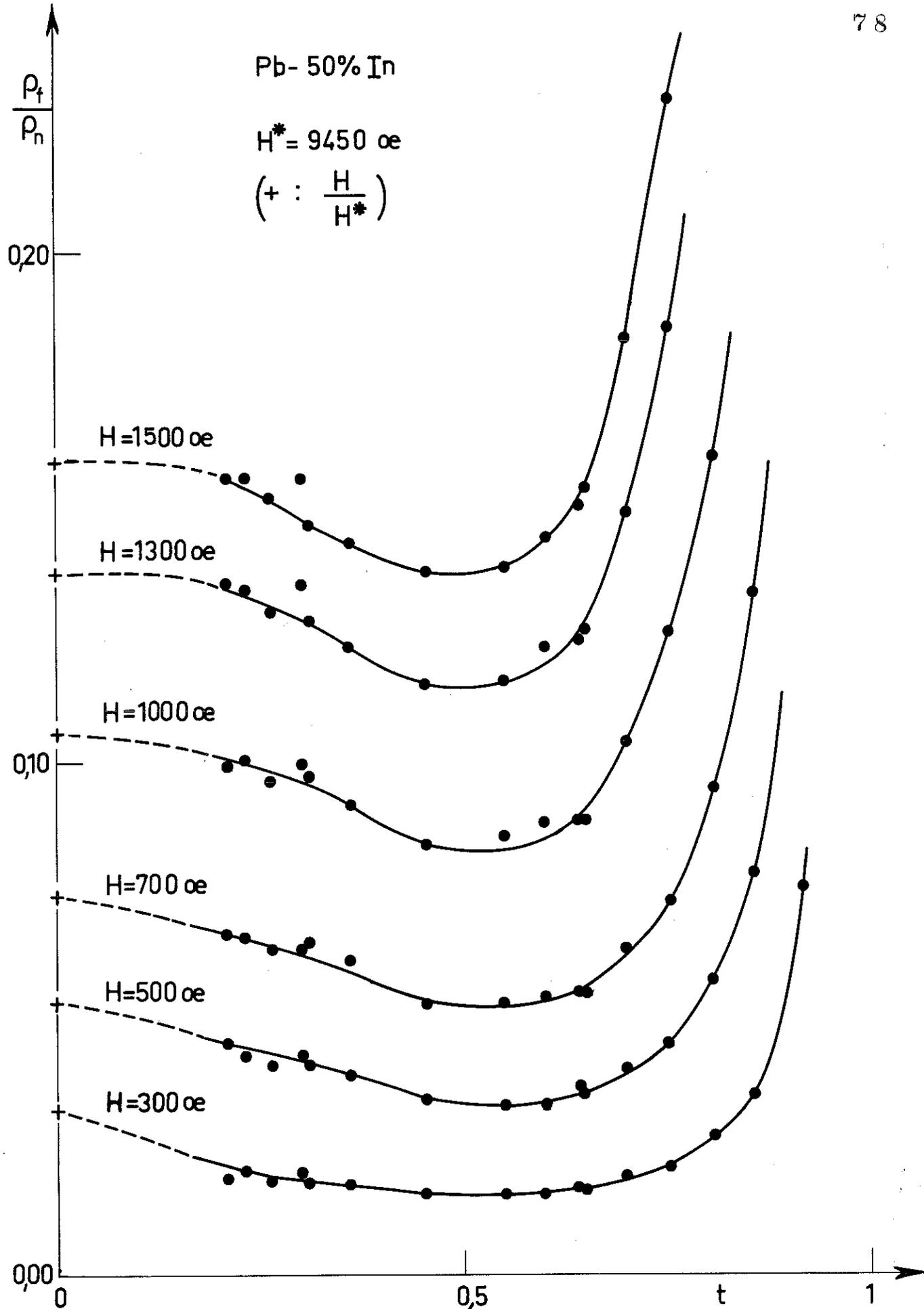


Figure 17

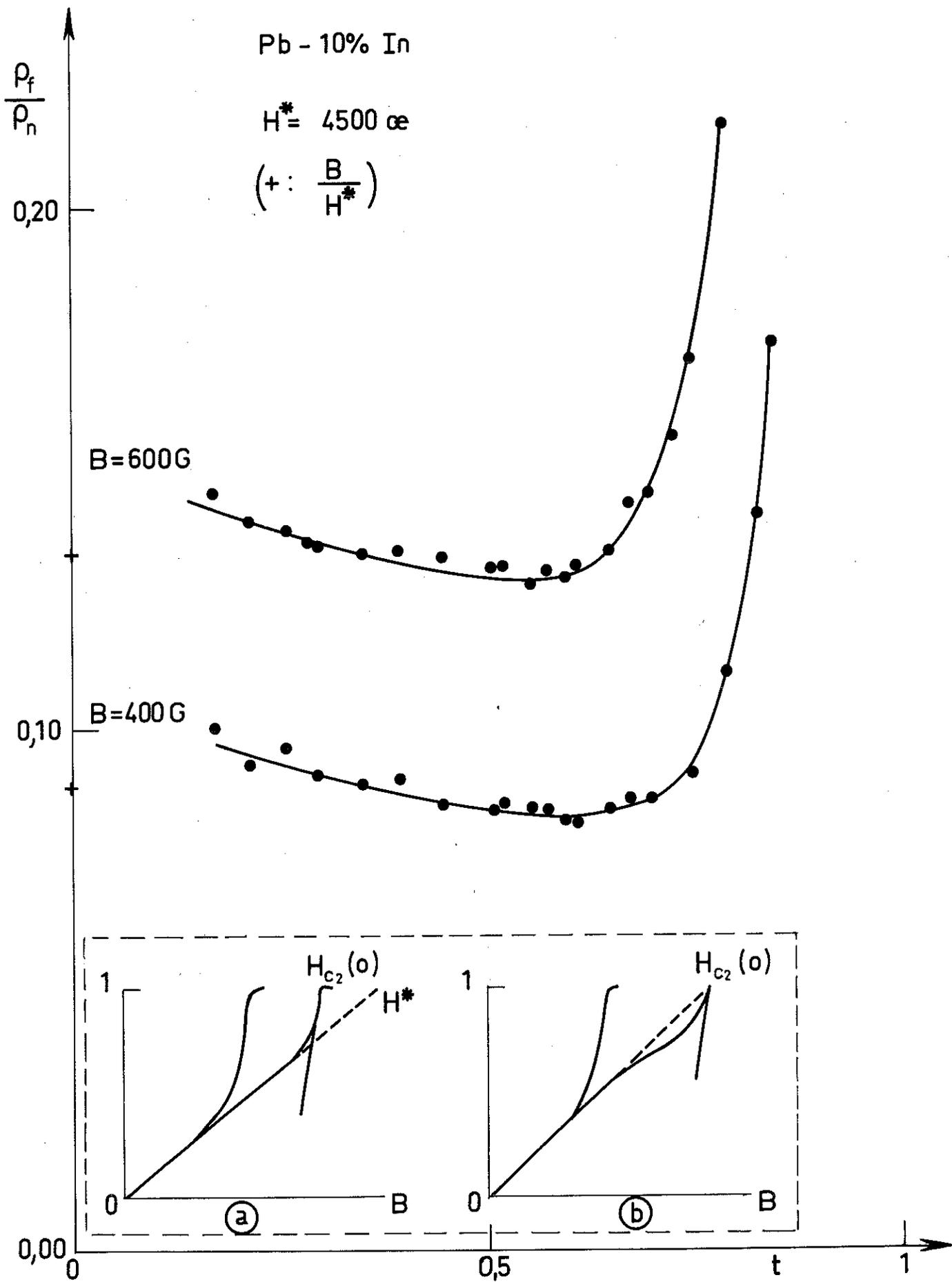


Figure 18

normalisée pour différentes valeurs de B en fonction de la température. Pour le Pb-50% In $\frac{\rho_f}{\rho_n} = \left[\frac{R}{R_n} \right]^2$ le facteur μ valant à peu près l'unité*. Pour le Pb-10% In nous ne connaissons $\mu = \frac{B}{H(B)}$ et B(H) qu'aux quatre température où nous avons fait les mesures d'aimantation en même temps que celle de résistance de surface ; pour toutes les autres températures, nous n'avons $\frac{R}{R_n}$ qu'en fonction de H_0 . Nous avons extrapolé la variation de μ et de B(H) à toutes températures et déterminé le champ H_0 à chaque température correspondant à une induction B constante puis cherché la valeur de $\frac{R(B)}{R_n}$ rapportée en figure 18. Pour nos deux échantillons nous voyons que $\frac{\rho_f}{\rho_n}$ présente un minimum avec la température, plus prononcé pour le Pb-50% In ; comme avaient remarqué AXT et JOINER, ce minimum se produit à température plus basse lorsque B est plus grand. Nous n'avons pas tracé la courbe $\frac{\rho_f}{\rho_n}$ donnée par la relation de CLEM (V.12) car elle suppose correcte la relation empirique (V.1) : $\frac{\rho_f}{\rho_n} = \frac{B}{H_{c2}(0)}$ lorsque $t \rightarrow 0$, mais il n'existe pas de démonstration théorique de cette formule : $\frac{B}{H_{c2}(0)}$ représente la fraction de volume occupé par les électrons situés aux coeurs des vortex ($B = n \phi_0 \sim \frac{\phi_0}{d^2}$ et $H_{c2}(0) = \frac{\phi_0}{\xi^2}$ d'où $\frac{B}{H_{c2}(0)} \approx \frac{\xi^2}{d^2}$) et la formule (V.1) indique seulement que la dissipation ne se produit que dans les coeurs normaux des vortex. Or expérimentalement nous trouvons que pour nos trois alliages Pb-50% In, Pb-10% In et Pb-3% In.

$$\frac{\rho_f}{\rho_n} \approx \frac{B}{1,23 H_{c2}(0)} \quad (V.14)$$

$H_{c2}(0)$ étant déterminé par aimantation

* Aux faibles valeurs de H_0 nous n'avons pas fait la correction due à $\frac{\lambda}{\phi_0}$ dans la formule (V.10) ; à 4,2°K pour $H = 300$ Oe, il faudrait multiplier la valeur de $\frac{\rho_f}{\rho_n}$ de la figure 17 par 1,04 et pour $H = 500$ Oe par 1,015.

Communément on extrapole la partie linéaire de $\frac{\rho_f}{\rho_n}$ à faible induction et faible température réduite pour déterminer $H_{c2}(0)$; cela revient à admettre que

$$H_{c2}(0) \left. \frac{d \frac{\rho_f}{\rho_n}}{d H} \right|_{H=H_{c2}(0)} = 1 ; \text{ or CAROLI}$$

et MAKI (1967) ont montré que cette quantité à $t = 0$ n'était pas égale à 1 mais à 1,7. Si nous acceptons ce résultat théorique, il y a alors deux possibilités :

- $\frac{\rho_f}{\rho_n}$ est bien égal à $\frac{B}{H_{c2}(0)}$ mais, pour respecter le résultat théorique de CAROLI et MAKI, a la forme esquissée dans la figure b de la figure 18

- ou $\frac{\rho_f}{\rho_n} = \frac{B}{H^*}$ avec $H^* = \alpha H_{c2}(0)$; nos mesures indiquent que cette constante est à peu près 1,23. Dans les figures 17 et 18 nous avons représenté les valeurs de $\frac{\rho_f}{\rho_n} = \frac{B}{H^*}$ à $t = 0$; dans le tableau III, nous donnons les valeurs de $H_{c2}(0)$, H^* et du rapport $\frac{H}{H_{c2}(0)}$ pour nos échantillons.

TABLEAU III

	Pb - 50% In	Pb - 10% In	Pb - 3% In
$H_{c2}(0)$ oe	7640	3540	1600
H^* oe	9450	4500	1965
α	1,24	1,27	1,23

Dans ce chapitre nous avons analysé de façon macroscopique le mouvement des lignes de flux sous l'action du champ haute fréquence H_{ω} à H_0 et obtenu une relation très simple entre la résistance de surface et la résistivité et la perméabilité de l'état mixte. Nous avons vérifié cette relation en comparant les mesures en continu de ρ_f et celles déduites des mesures de résistance de surface. Les mesures en haute fréquence nous ont permis de mesurer les résistivités de l'état mixte de certains matériaux qu'on ne peut mesurer directement.

CHAPITRE VI - ETUDE MICROSCOPIQUE DE LA RESISTANCE DE SURFACE

DANS L'ORIENTATION PERPENDICULAIRE

VI.I. - RAPPELS THEORIQUES

Quelle que soit la description que l'on donne de l'apparition d'un champ électrique E dans un supraconducteur de type II dans l'état mixte, la tension qui apparait est toujours interprétée en termes de déplacement de lignes de flux. Différents auteurs ont traité l'état mixte de façon phénoménologique en utilisant la théorie hydrodynamique généralisant la théorie de Bernouilli à un fluide chargé, le déplacement des lignes de flux d'un type II idéal étant supposé identique à celui des vortex dans un fluide non chargé. Ces théories ont été faites pour les supraconducteurs purs ($\lambda > \xi_0$) et à $T = 0$ (BARDEEN et STEPHEN (1965), Van VIJFEIJKEN et NIESSEN (1965), NOZIERES et VINEN (1966), VINEN et WARREN (1967)). Mais on ne connaît pas l'équation hydrodynamique du déplacement des vortex dans un supraconducteur sale. Aussi pour décrire correctement le comportement hors d'équilibre des supraconducteurs, il faut une théorie faisant intervenir le temps. Nous avons indiqué au chapitre I la généralisation des équations de G.L. faites par SCHMID (1966) et CAROLI et MAKI (1967 c). Dans ce chapitre, nous utilisons ces équations au calcul de la résistivité en continu et de la résistance de surface.

VI.I.I. Calcul de la résistivité dans l'état mixte

Pour $H = H_{c2}$ CAROLI et MAKI (1967 c) ont résolu l'équation (I.31) en considérant le champ électrique \vec{E} comme une perturbation de l'état d'équilibre et en prenant $\mu(r) = -\frac{\vartheta(r)}{e}$. Avec le champ magnétique parallèle à Oz et le champ électrique selon Ox , on a $\vartheta(x) = -Ex$ et $\vec{A}(x) = (0, Hx, 0)$ Δ^+ s'écrit alors :

$$\Delta^+(r, t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n^+ \exp ikn (y+ut) \exp \left[-eH \left(x + \frac{nk}{2eH} + \frac{i u}{4eHD} \right)^2 \right]$$

où n est un entier, C_n^+ et k sont les constantes de la solution d'équilibre d'Abrikosov

$$\text{et } u = \frac{E}{H_{c2}} \quad (\text{VI.2})$$

On obtient le résultat qu'en présence d'un champ électrique \vec{E} , le réseau de vortex et le paramètre d'ordre se déplacent à la vitesse uniforme \vec{u} perpendiculairement à \vec{E} et à \vec{B} . De façon plus générale on peut écrire :

$$\vec{E} + \vec{u} \wedge \vec{B} = 0 \quad (\text{VI.3})$$

La solution (VI.1) a d'abord été trouvée par SCHMID (1966) auprès de T_c ; ce déplacement uniforme du paramètre d'ordre donne lieu à une dissipation électrique et à des effets thermomagnétiques. Le courant électrique tel qu'il est écrit en (I.32) est la somme de deux termes :

$$j(r,t) = j_1(r,t) + j_2(r,t)$$

où j_1 est le courant à l'état normal et j_2 la contribution due au déplacement du paramètre d'ordre. Le courant de chaleur s'écrit de la même façon. Par la technique des fonctions de Green, CAROLI et MAKI trouvent que

$$j_{2x} = \frac{-\langle M \rangle u}{D} \quad (\text{VI.4})$$

$D = \frac{1}{3} v_f \ell$ et $\langle M \rangle$ est l'intensité d'aimantation du supraconducteur dans l'état mixte définie par

$$-4\pi \langle M \rangle = \frac{\sigma_n}{8T} \psi' \left(\frac{1}{2} + \beta \right) |\Delta(r)|^2$$

avec $|\Delta(r)|^2 = \frac{H_{c2} - H(B)}{\beta_A [2\chi_2^2(t) - 1]} \frac{e^{-T}}{\sigma_n} \left[\psi' \left(\frac{1}{2} + \beta \right) \right]^{-1}$ (VI.5)

$\beta(t)$ est défini par (I.20 et I.24)

$$\psi'(z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(n+z)^2} \quad (\text{VI.6})$$

En négligeant les termes d'ordre supérieur à $\langle |\Delta|^2 \rangle$ la résistivité de l'état mixte normalisée à l'état normal au voisinage de H_{c2} a pour expression :

$$\frac{\rho_F}{\rho_n} = 1 - \frac{1}{4\pi\sigma_n D [(2\kappa_2^2(t)-1)\beta_{A+n}]} \left(1 - \frac{H_0}{H_{c2}} \right) \quad (\text{VI.7})$$

L'obtention des courants de chaleur avec la version corrigée de MAKI (1969a) permet de calculer toutes les équations de transport du supraconducteur et de déterminer le coefficient Ettingshausen, l'effet Hall, l'effet Peltier.

Le calcul précédent a été étendu au cas propre où il est beaucoup plus difficile car l'équation donnant la variation du paramètre d'ordre à H_{c2} n'a plus la forme d'une équation différentielle mais est une équation intégral-différentielle non locale. CAROLI et MAKI (1967 c) ont montré que le résultat (VI.5) est toujours valable à condition de définir le coefficient de diffusion \mathcal{D} de façon appropriée. Pour un supraconducteur de libre parcours moyen l , \mathcal{D} est défini par :

$$\mathcal{D} \sim v_F \left(\frac{1}{l} + \frac{1}{\xi_0} \right)^{-1} \quad (\text{VI.8})$$

Dans la limite sale ($l \ll \xi_0$) $\mathcal{D} \sim v_F l$ (la valeur exacte est $\frac{1}{3} v_F l$). Dans la limite propre ($l \gg \xi_0$) \mathcal{D} est de l'ordre de $v_F \xi_0$ et dépend légèrement de la température.

VI.1.2. Calcul microscopique de la résistance de surface

Plusieurs calculs de la résistance de surface ont été faits par CAROLI et MAKI (1967 a), FISCHER et al (1970) THOMPSON (1970) dont nous allons rappeler les résultats. CAROLI et MAKI (1967a) ont considéré deux orientations : l'orientation perpendiculaire ou transverse ($E_\omega \perp H_0$) et l'orientation longitudinale ($E_\omega \parallel H_0$) ; ils ont fait le calcul de la résistance de surface en ne tenant

pas compte de la supraconductivité de surface ce qui suppose soit un échantillon à χ très grand soit la destruction du tégument superficiel par le dépôt d'un métal normal. On définit $Q(\omega)$ reliant le courant $\vec{j}(\omega)$ au potentiel vecteur haute fréquence \vec{A}_ω par $\vec{j}(\omega) = -Q(\omega) \vec{A}_\omega$; la conductivité est égale à :

$$\sigma = \frac{Q}{-i\omega} \quad (\text{VI.9})$$

Dans l'orientation longitudinale Q est la somme de deux termes

- La réponse à l'état normal : $Q_n = -i\omega \sigma_n$
- un terme additionnel Q'_\parallel proportionnel à $\langle |\Delta|^2 \rangle$

Dans l'orientation perpendiculaire il faut ajouter à Q'_\parallel une contribution Q'_\perp provenant des fluctuations du paramètre d'ordre (Δ n'est plus dans l'état d'énergie le plus bas correspondant à $n=0$ dans l'équation de l'oscillateur harmonique (I.10) mais il est excité dans des niveaux d'énergie supérieures). En faisant la somme de Q'_\parallel et de Q'_\perp et en supposant

que $\hbar\omega \ll k_B (T_c - T)$ CAROLI et MAKI ont trouvé que :

$$\begin{aligned} \text{Re } Q'_\perp &= -4e \langle M \rangle A(t) \\ \text{Im } Q'_\perp &= 4e \langle M \rangle \frac{\omega}{8\pi T_c} C_\perp(t) \end{aligned}$$

où $\langle M \rangle$ est l'aimantation, $C_\perp(t)$ et $A(t)$ des fonctions de la température, $A(t)$ définie par :

$$A(t) = 1 - \frac{\Psi(\frac{1}{2} + 3\rho) - \Psi(\frac{1}{2})}{2\rho \Psi'(\frac{1}{2} + \rho)} \quad (\text{VI.10})$$

La fonction $A(t)$ est nulle à $T = T_c$, aussi $\sigma_s = \lim_{\omega \rightarrow 0} \left\{ \frac{Q_\perp}{-i\omega} \right\}$

est nul lorsque $\omega \rightarrow 0$. Ce résultat est en contradiction avec les

expériences de résistivité en continu dans l'état mixte. Pour que σ_s ait une valeur finie lorsque $\omega \rightarrow 0$, il faut que $\lim_{\omega \rightarrow 0} [Q_{\perp}] = 0$ donc que $\text{Re} [Q'_{\perp}]_{\omega \rightarrow 0} = 0$.

Pour résoudre cette difficulté THOMPSON (1970) a montré que le développement de Q'_{\perp} est incomplet et qu'il convient d'ajouter un terme supplémentaire $Q'_{\perp}^{(2)}$ dont l'effet permet de satisfaire $\text{Re} [Q'_{\perp}] = 0$; il trouve alors un autre développement de la fonction $C_{\perp}(t)$ qui s'écrit :

$$C_{\perp}(t) = \frac{2}{\beta t} + \frac{\Psi''(\frac{1}{2} + \beta)}{t \Psi'(\frac{1}{2} + \beta)} \quad (\text{VI.10 bis})$$

$$\text{où } \Psi''(z) = - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2}{(n+z)^3} \quad (\text{VI.11})$$

Dans ces conditions la conductivité σ_s en continu et pour des fréquences $\hbar\omega \ll k_B(T_c - T)$ s'exprime par :

$$\begin{aligned} \sigma_s &= \sigma_n - \frac{4 \langle M \rangle}{8\pi T_c} C_{\perp}(t) \\ &= \sigma_n \left[1 + \frac{4 \chi_1^2(0)}{2\chi_2^2(t) - 1} \beta_A L_D(t) \left[1 - \frac{H}{H_{c2}(t)} \right] \right] \quad (\text{VI.12}) \end{aligned}$$

avec $L_D(t) = \beta t C_{\perp}(t)$

Mais le calcul de CAROLI et MAKI vient d'être corrigé (FISCHER et al (1970)). Dans le cas des solutions dégénérées d'Abrikosov le champ haute fréquence plutôt que d'exciter des solutions métastables du paramètre d'ordre (comme le supposait le calcul de CAROLI et MAKI (1967 a) et comme c'est le cas dans l'orientation transverse comme nous le verrons au chapitre VII) provoque un déplacement de la structure d'Abrikosov perpendiculairement au champ statique H_0 et au champ haute fréquence E_{ω} . MAKI (1969b) a montré que l'équation (VI.3), bien qu'elle ait été

dérivée dans le cas d'un champ électrique statique, est valable en haute fréquence pourvu que la période du champ électrique soit beaucoup plus grande que le temps de relaxation $\tau \sim [\epsilon_0(T)]^{-1}$ du paramètre d'ordre, c'est-à-dire $\omega \ll \epsilon_0(t)$. En choisissant \vec{H} ($H_{c2} - H \ll H_{c2}$) parallèle à Oz et \vec{E} parallèle à Ox avec le potentiel vecteur $\vec{A} = \text{Re} (A_\omega e^{i\omega t}, Hx, 0)$, on trouve :

$$\Delta(r, t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n \exp(ikny) \exp \left[-e H \left(x - \frac{kn}{2eH} - i f(t) \right)^2 \right] \quad (\text{VI.13})$$

$$\text{avec } f(t) = \text{Re} \left[\frac{2\epsilon_0(T)}{2\epsilon_0(T) + i\omega} \frac{A_\omega}{H} e^{i\omega t} \right] \quad (\text{VI.14})$$

L'équation à laquelle obéit $\Delta(r, t)$ est tout à fait identique à celle du cas statique et indique que le paramètre d'ordre oscille dans la direction y sous l'action du courant haute fréquence. Le courant s'écrit

$$\vec{j}_\omega = -i\omega \left[\sigma_n - \frac{1}{DH} \frac{2\epsilon_0}{2\epsilon_0 + i\omega} \langle M \rangle \right] \vec{A}_\omega \quad (\text{VI.15})$$

1°/ Limite quasi-statique

Lorsque $\omega \ll \epsilon_0(T)$, la conductivité effective au voisinage de H_{c2} est égale à :

$$\sigma_s = \sigma_n \left[1 + \frac{1}{4\pi\sigma_n D \left[(2\chi_2^2(t) - 1) \beta_{A+n} \right]} \left(1 - \frac{H}{H_{c2}} \right) \right] \quad (\text{VI.16})$$

qui est exactement celle obtenue dans le cas statique. L'expression (VI.12) de THOMPSON diffère de (VI.16) par le facteur $L_D(t)$ qui vaut 1,0 à $t = 0$ et 2,0 à $t = 1$. Les mesures de la résistivité en continu près de T_c doivent permettre de vérifier l'une ou l'autre relation. Nous avons indiqué au chapitre V les difficultés de mesurer la résistivité au voisinage de H_{c2} à cause de l'échauffement de l'échantillon ; nous pensons que les mesures en haute fréquence

ne présentant pas ces difficultés sont plus appropriées à la détermination correcte de la conductivité. Nous verrons en VI.2 que nos mesures vérifient l'expression (VI.16)

On calcule l'impédance de surface $Z_s = R_n (1+i) \left[\frac{\sigma_n}{\sigma_s} \right]^{1/2}$,
la pente de la résistance de surface à H_{c2} est donnée par :

$$s_2^{-1}(t) = \frac{H_{c2}}{R_n} \left. \frac{dR(H_0)}{dH_0} \right|_{H_0=H_{c2}} = \frac{1}{8\pi\sigma_n D} \frac{1}{1,16(2\chi_2^2(t)-1)+n} \quad (VI.17)$$

Une formule simplifiée de (VI.17) peut être obtenue en utilisant une relation théoriquement valable pour les supraconducteurs sales à faible couplage (CAROLI et al (1966))

$$\frac{1}{4\pi\sigma_n D} = 4\chi_1^2(0) = 4\chi_2^2(0) \quad (VI.18)$$

Mais il a été suggéré (USADEL (1970)) que $\chi_2(0)$ est beaucoup moins modifié par le fort couplage que $\chi_1(0)$ et que pour des alliages à fort couplage il faut utiliser la relation

$$\frac{1}{4\pi\sigma_n D} = 4\chi_2^2(0) \neq 4\chi_1^2(0) \quad (VI.18 \text{ bis})$$

L'expression (VI.17) s'écrit alors :

$$s_2^{-1}(t) = 0,862 \left[\frac{\chi_2(0)}{\chi_2(t)} \right]^2 \quad (VI.19)$$

Le calcul précédent que nous avons reproduit montre que la résistance de surface

- s'exprime à l'aide de la résistivité en continu ρ_f
- est indépendante de la fréquence tant que $\omega \ll \epsilon_0(T)$.

Nous avons obtenu ces deux résultats par notre analyse macroscopique du chapitre V mais nous possédons maintenant une

relation entre la résistance de surface près de H_{c2} et la fonction $\chi_2(t)$.

2°/ Comportement dynamique auprès de T_c

Après de T_c la condition $\omega \ll \epsilon_0(T)$ n'est plus vérifiée et il faut calculer la résistance de surface en prenant en compte la dépendance en fréquence de la conductivité, d'après (VI.15) on a :

$$\sigma(\omega) = \sigma_n - \frac{1}{DH} \frac{2\epsilon_0}{2\epsilon_0 + i\omega} \langle M \rangle \quad (\text{VI.18})$$

La pente normalisée à H_{c2} de la résistance de surface est donnée par

$$s_2^\perp(t, \omega) = s_2^\perp(t, 0) \frac{1 + X(t)}{1 + X^2(t)} \quad (\text{VI.19})$$

avec $X = \frac{\omega}{2\epsilon_0(T)}$, $s_2^\perp(t, 0)$ donné par (VI.17) et

$\epsilon_0(T)$ par (I.22).

VI.II.1 - Détermination de $s_2^\perp(t)$

La résistance de surface au voisinage de H_{c2} a l'allure représentée en figure 19 correspondant au Pb-10% In à $t = 0,21$. On peut définir deux régions : la première est caractérisée par une brusque variation de $\frac{R}{R_0}$ avec le champ appliqué dans une gamme de 1 à 2% de H_{c2} avant que l'échantillon ne devienne normal. Nous pensons que ce changement abrupt de résistance est dû à des effets de piégeage qui se produiraient à H_{c2} et qui donnent lieu parfois à des effets de "pic" dans les mesures de courant critique (AUTLER et al (1962)). GILCHRIST et MONCEAU (1968) ont montré que la résistance de surface d'un échantillon Nb-10%Ta qui avait un effet de pic présentait une décroissance considérable près de H_{c2} qui disparaissait à des fréquences supérieures à 50MHz. Mais

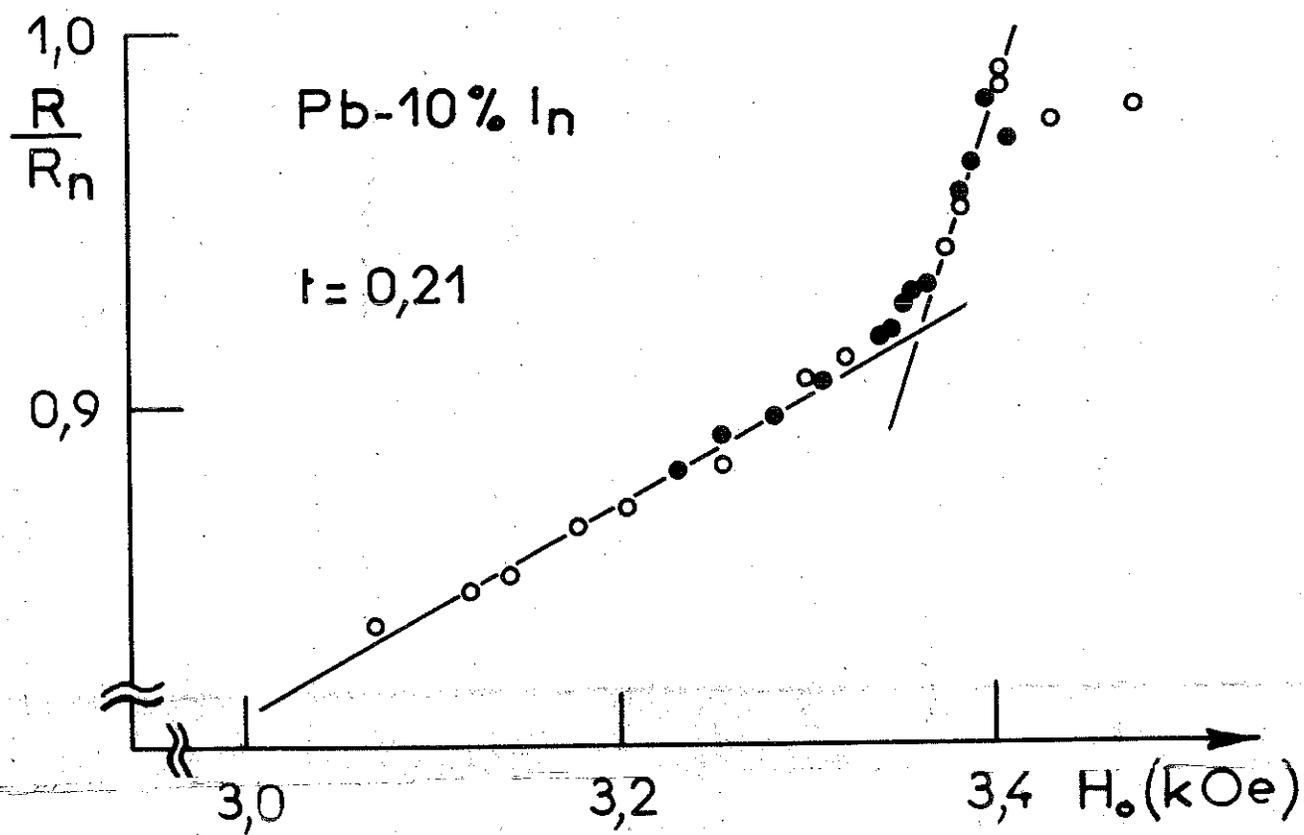


Figure 19

sur cet échantillon et sur un échantillon de Pb-10%In qui n'avait pas cette décroissance près de H_{c2} nous avons mesuré une variation abrupte du même ordre de grandeur à 50 MHz et à 2.4GHz (montrée en figure 19). Un tel effet n'existe pas dans les expériences de FISCHER à 9,5 GHz et au delà. Pour les alliages de Pb-50%In, Pb - 10% In et Pb - 3% In nous avons faits des mesures très soigneuses tous les 5 oe et nous pouvons obtenir la pente $\frac{dR}{dH_0}$ qui caractérise cette région. Par analogie avec la définition de $s_2^{\perp}(t)$ on définit $s = \frac{H_{c2}}{R_n} \left. \frac{dR}{dH_0} \right|_{H_0 = H_{c2}}$. La variation

de s avec la température est représentée en figure 20. La dispersion des points expérimentaux est grande. On remarque que le changement abrupt est le plus marqué aux faibles températures et qu'il n'existe plus auprès de T_c (où s est identique à s_2^{\perp}). Il a été suggéré (MAKI - correspondance privée) que cette pente pourrait être comparée à la relation

$$s_{\text{stat}}^{\perp} = \frac{1}{2} \left[\frac{\delta_0}{\xi(t)} \right]^2 \frac{1}{(2\chi_2^2 - 1)\beta_A + n} \quad (\text{VI.20})$$

où $\xi(t)$ est défini par (I.12) et δ_0 par (IV.2). L'expression (VI.20) est obtenue à partir du calcul de la discontinuité de pente s_2 de $\frac{R}{R_n}$ à H_{c2} dans l'orientation longitudinale (FISCHER et MAKI (1968)). avec

$$s_2 = \frac{H_{c2}}{R_n} \left. \frac{dR}{dH_0} \right|_{H_0 = H_{c2}^-} - \frac{H_{c2}}{R_n} \left. \frac{dR}{dH_0} \right|_{H_0 = H_{c2}^+} = r \left[1 - r + r \left(\frac{2}{r} - 1 \right)^{1/2} \right] \times$$

$$\left[\frac{\delta_0}{\xi(t)} \right]^2 \frac{1}{2[\beta_A(2\chi_2^2(t) - 1) + n]} \quad \text{où } r = \frac{R(H_{c2})}{R_n} . \text{ Si on supprime}$$

la supraconductivité de surface $\frac{R(H_{c2})}{R_n} = 1$ et on trouve

l'expression (VI.20). Dans ce cas l'absorption se fait par le déplacement des quasi particules dans un réseau de vortex rigide ; (VI.20) correspond à un piégeage complet des lignes de vortex. s_{stat}^{\perp} est proportionnel à $\xi(t)^{-2}$ donc à H_{c2} ; s montre bien

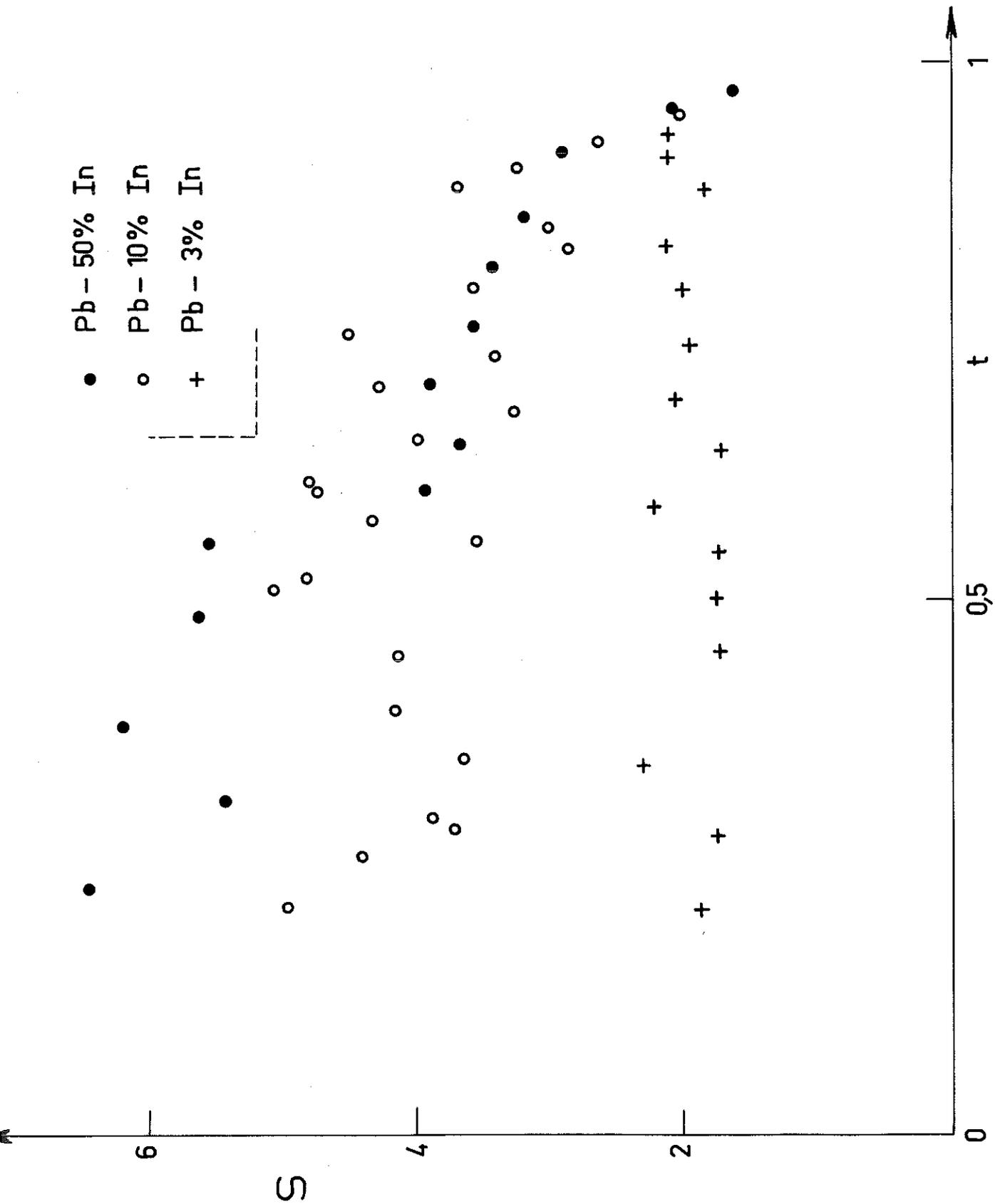


Figure 20

une variation en température comparable à celle de $H_{c2}(T)$ mais il est $\sim (2\pi)^2$ plus petit que l'expression théorique $s_2^\perp \text{stat}$.

Le comportement de $\frac{R}{R_n}$ au voisinage immédiat de H_{c2} est difficile à comprendre ; si on suppose que les lignes de flux sont piégées il est surprenant qu'on observe le même effet entre 50 MHz et 2,4GHz et qu'il n'existe plus à 9,5GHz et nous n'avons pas d'explication satisfaisante à donner.

On peut définir une deuxième région (voir figure 19) où $\frac{R}{R_n}$ varie linéairement avec H_0 et où la pente $\frac{dR}{dH_0}$ est bien définie. Nous supposons que, si le paramètre d'ordre est immobilisé près de H_{c2} , il peut se déplacer librement dans cette région où on peut appliquer (VI.17). La variation de $s_2^\perp(t)$ avec la température est représentée en figure 21 pour nos trois échantillons. Nous avons tracé (VI.19) pour le Pb-10% In avec les valeurs de $\chi_2(t)$ mesurées par aimantation ; nous avons pris $\chi_2(0) = 3,5$ qui est une valeur concordante avec celle obtenue par extrapolation des mesures d'aimantation (voir figure 25a). L'accord avec les résultats expérimentaux est satisfaisant sauf au voisinage de T_c où nous devons tenir compte de la dépendance en fréquence de la conductivité. Nous avons représenté en figure 22 et 23 les courbes de $\frac{R}{R_n}$ pour le Pb - 10% In et le Pb - 50% In pour diverses températures jusqu'à $0,992 T_c$. Dans la figure 24 nous avons tracé $s_2^\perp(t,0)$ donné par (VI.17) pour le Pb-50%In avec $\chi_2(0)=8,5$ et $s_2^\perp(t,\omega)$ donné par (VI.19). Cette fonction présente un maximum pour $X = \frac{\omega}{2\epsilon_0(T)} \approx 0,414$ ($\omega = \epsilon_0(T)$ pour $t = 0,994$). Lorsque $t \rightarrow 1$, $s_2^\perp(t,\omega) \approx s_2^\perp(t,0) \frac{\omega}{2\epsilon_0(T)}$ et tend vers zéro. Expérimentalement, nous observons un maximum de $s_2^\perp(t)$ au voisinage de T_c mais moins aigu que celui de la fonction (VI.19). Les points expérimentaux sont en dessous de la courbe théorique. L'origine de ce désaccord n'est pas connue mais pourrait être due à des effets du fort couplage. Mais la décroissance de $s_2^\perp(t)$ au voisinage de T_c est qualitativement expliquée par ce calcul basé sur la dépendance en fréquence de la conductivité complexe (voir équation VI.18).

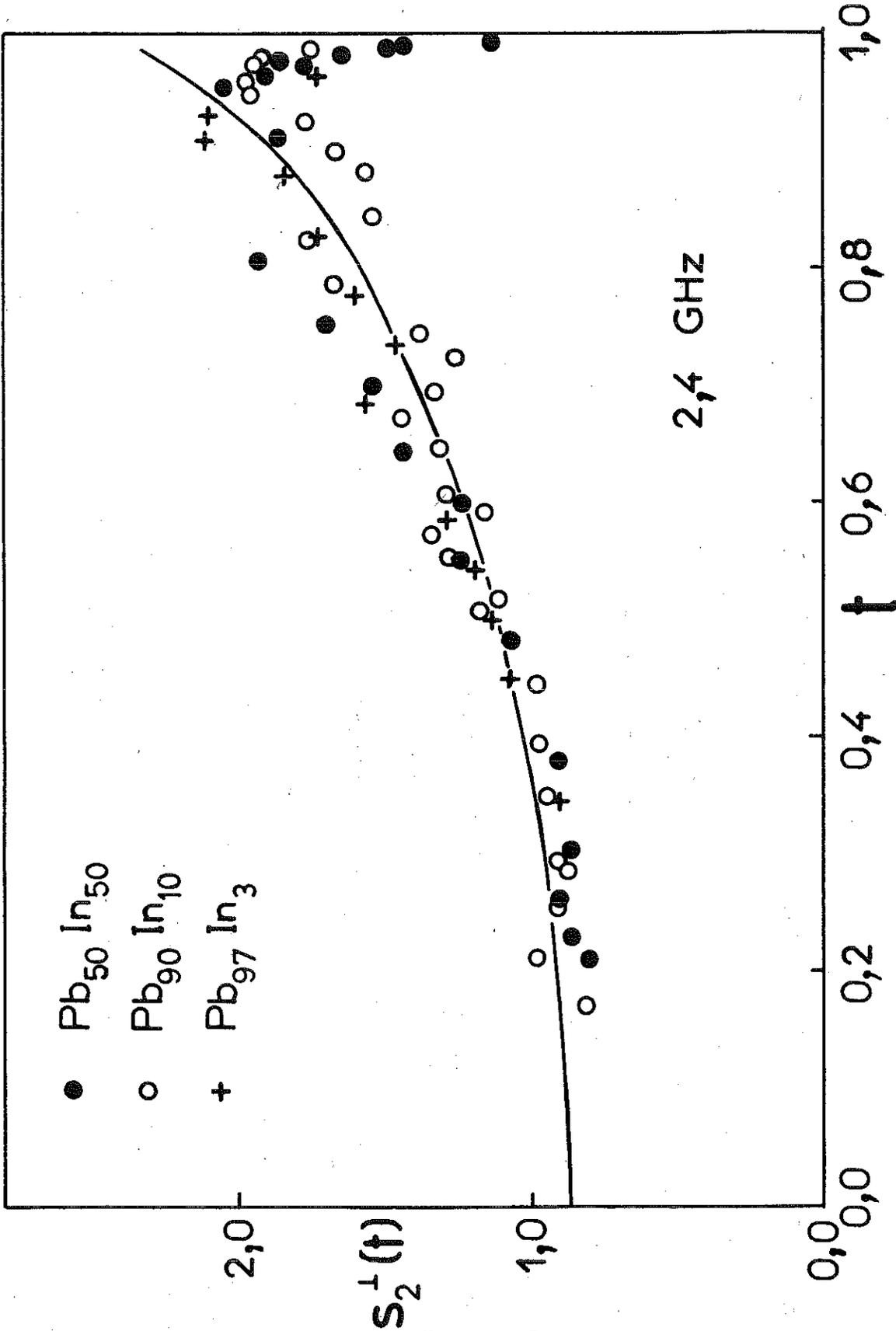


Figure 21

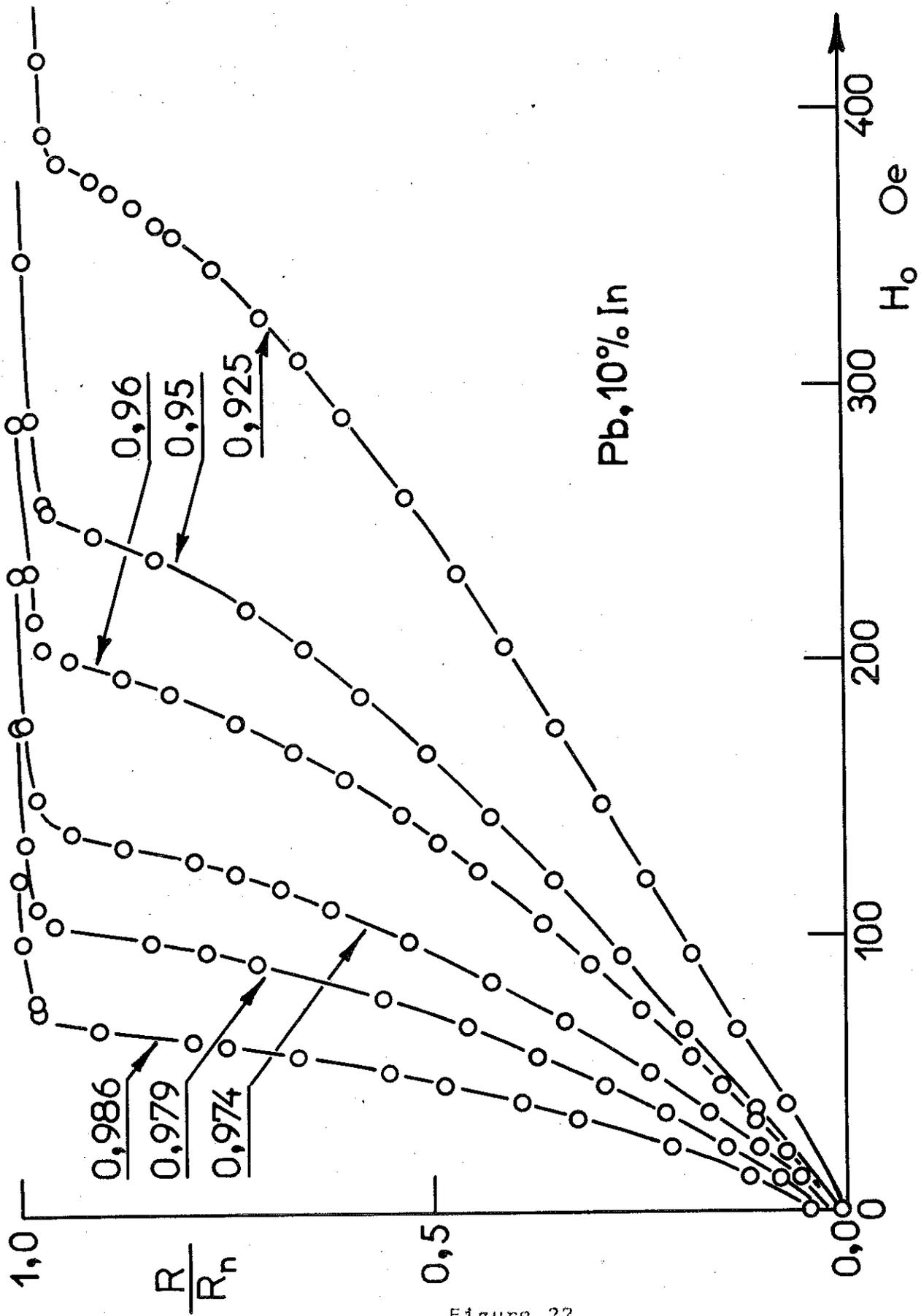


Figure 22

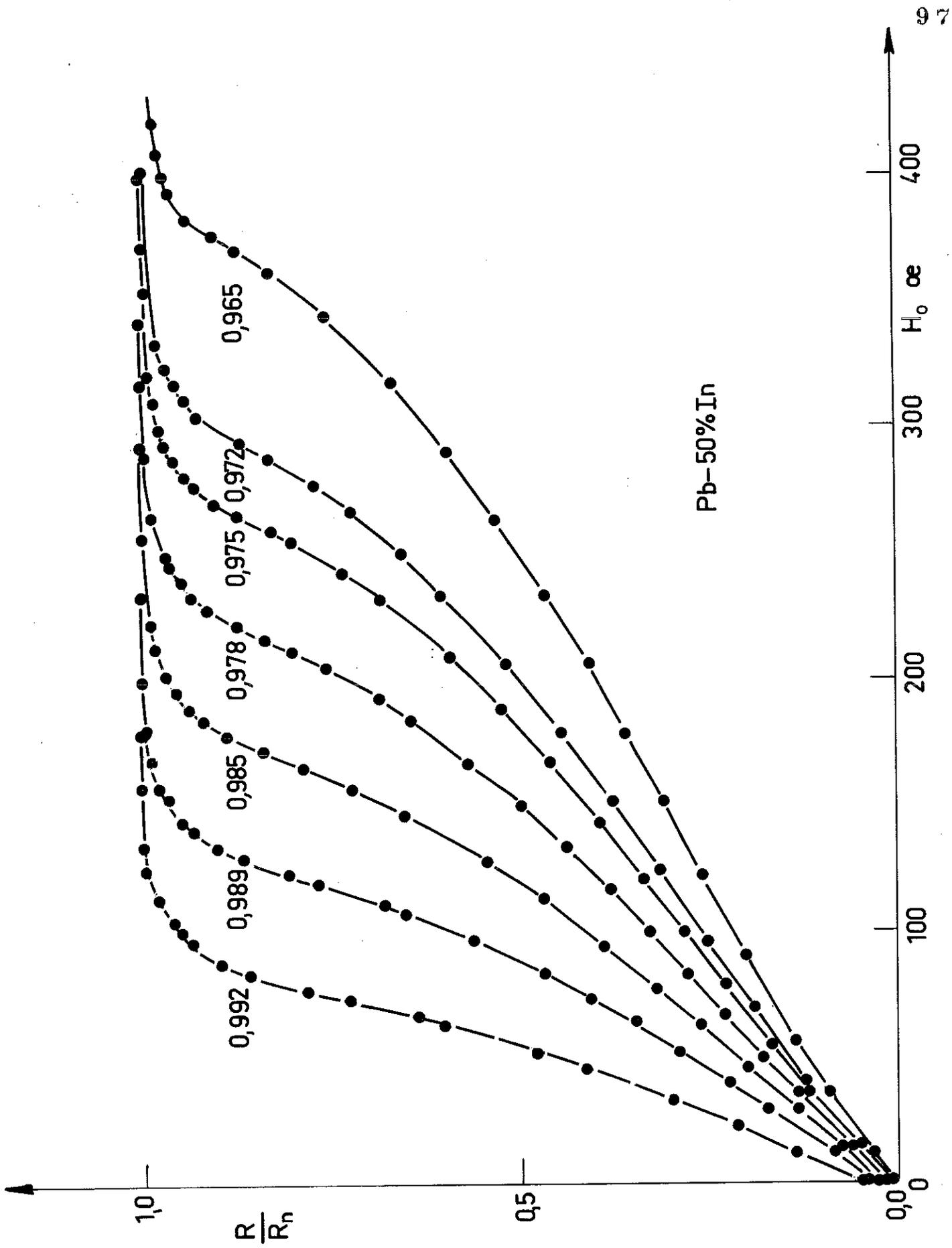


Figure 23

Pb - 50% In

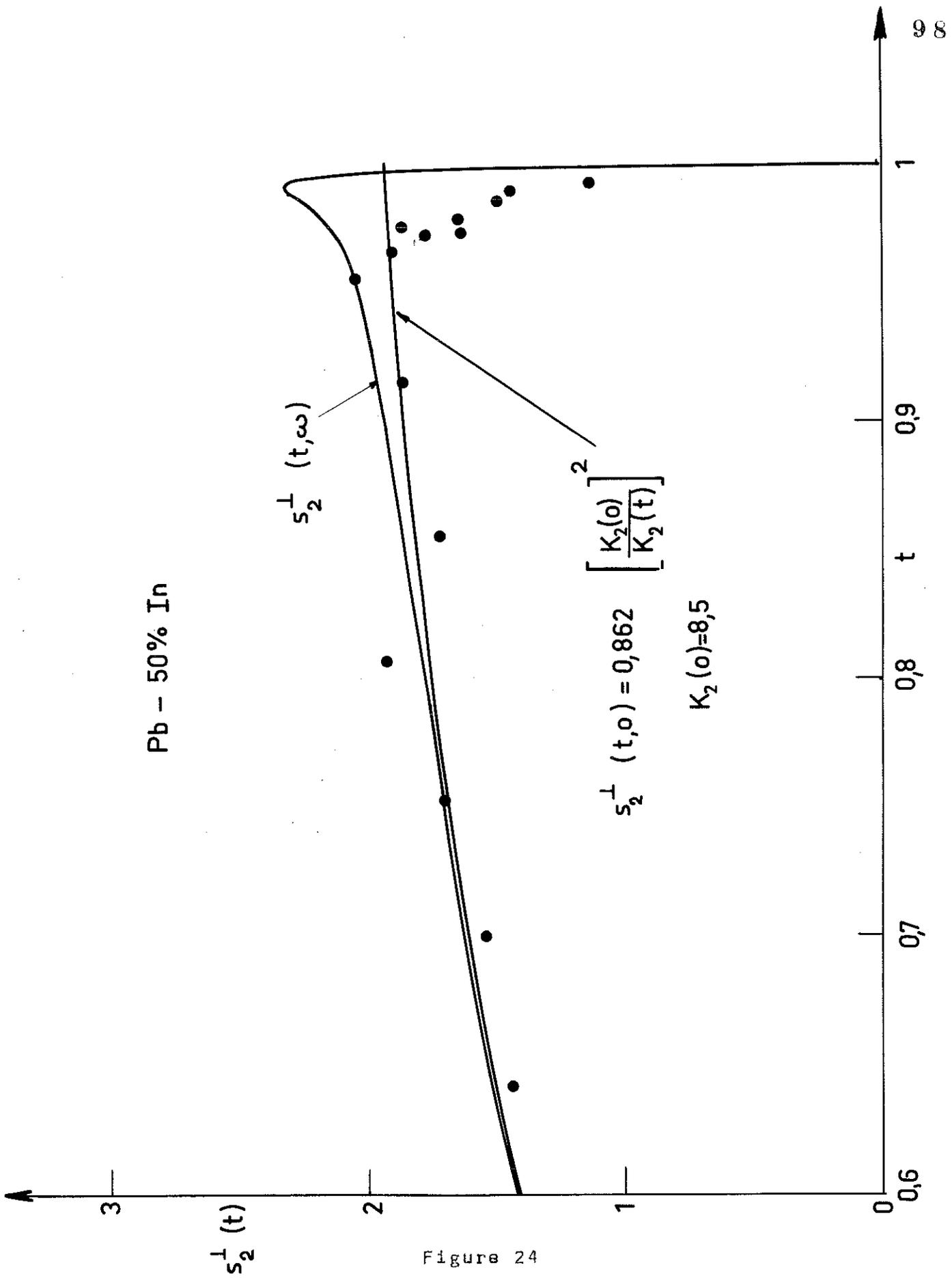


Figure 24

L'intérêt théorique n'étant pas seulement dans la validité de (VI.17), mais aussi dans la variation de $\chi_2(t)$, il nous a paru préférable de comparer les valeurs de $\chi_2(t)$ obtenues à partir de $s_2^{\perp}(t)$ à l'aide de (VI.17) avec celles obtenues à partir des mesures d'aimantation à l'aide de (I.29) et (I.30). Les valeurs de D nécessaires à l'emploi de (VI.17) sont obtenues par la mesure de $H_{c2}(T)$ près de T_c (équation I.25) et les valeurs de $\sigma_n = \frac{1}{f_n}$ sont indiquées dans le tableau I.

VI.II.2. Comparaison entre les $\chi_2(t)$ des mesures d'aimantation et de résistance de surface

Les mesures d'aimantation par déplacement de l'échantillon entre deux paires de bobines ont été faites* sur des morceaux d'échantillons ayant servi aux mesures de $\frac{R}{R_n}$ formés de deux plaquettes de 15mm de long, 3mm de large et 1 mm d'épaisseur collées ensemble ; les bouts ont été taillés de façon hémisphérique et le coefficient démagnétisant calculé et mesuré est 0,04. L'aimantation de ces échantillons présente une hystérésis que nous avons attribuée à des effets de surface ; nous avons pu mesurer une aimantation du tégument superficiel au dessus de H_{c2} . BARNES et FINK (1966) ont montré que la couche de surface peut influencer l'aimantation en portant un courant critique qui forme écran pour l'intérieur du supraconducteur. Le dépôt sur la surface d'un métal normal comme le chrome, le nickel ou le cuivre réduit considérablement cette hystérésis. Nous avons chromé nos échantillons mais cette opération n'ayant pas eu lieu immédiatement après le polissage de l'échantillon, une couche d'oxyde s'est formée qui a empêché la destruction du tégument superficiel par effets de proximité. Les figures 25a et 25b présentent les mesures de χ_2 par aimantation. Une ligne verticale rejoint les valeurs de χ_2 obtenues en champ croissant et décroissant à une température donnée. χ_2 mesuré à partir d'une courbe d'aimantation réversible serait à peu près la valeur moyenne de χ_2 en champ croissant et décroissant

* Nous remercions Messieurs AYASSE, BRUNET, GILCHRIST, REYNAUD qui ont fait ces mesures

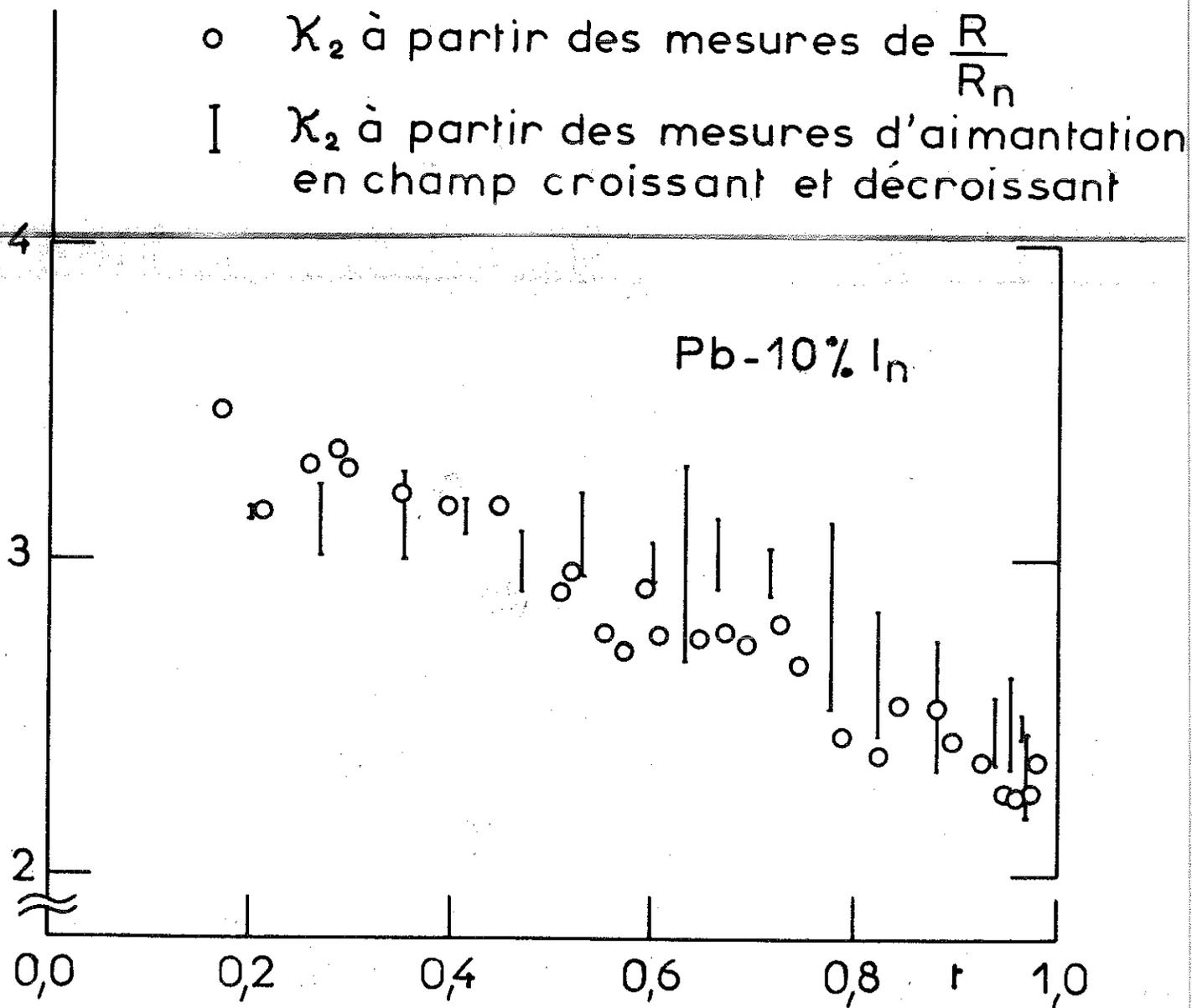


Figure 25 a.

soit au milieu des lignes ; nous dirons que celles-ci donnent les bornes d'erreur. Sur les mêmes figures sont indiquées les valeurs de χ_2 déduites des mesures de résistance de surface par l'équation (VI.17).

Pour le Pb-50% In et le Pb-10% In, l'accord est satisfaisant et les déterminations de $\chi_2(t)$ par les deux méthodes sont consistantes, ce qui est une vérification de la validité de l'équation (VI.16). On peut toutefois remarquer qu'aux basses températures χ_2 par résistance de surface est supérieur à χ_2 par aimantation. Pour l'échantillon Pb-3%In où la condition $l \ll \xi_0$ n'est pas réalisée, on n'a pas un accord en valeur absolue de $\chi_2(t)$ mais la variation en température est similaire pour les deux séries de résultats.

On remarque enfin que $\lim_{t \rightarrow 1} \chi_2(t)$ n'est pas égale à la valeur de χ théorique calculées selon les équations (III.2) et (III.3) ; mais nous trouvons que pour le Pb-50%In et le Pb-10% In $\frac{\lim_{t \rightarrow 1} \chi_2(t)}{\chi \text{ théorique}} = 0,8$ en accord avec les mesures d'aimantation de FARRELL et al (1969) sur la série des Pb-In, tandis que selon la théorie de G.L. $\lim_{t \rightarrow 1} \chi_2(t)$ ne peut être autre que χ (équation I.28).

VI.II.3 Variation en température des paramètres $\chi_2(t)$ et $\chi_1(t)$

I°/ Nous trouvons une variation de χ_2 avec t qui est moindre que celle rapportée par FISCHER et MAKI (1968) pour les alliages Pb-17% In et Pb-9% Bi. Ces auteurs obtiennent χ_2 à partir de la mesure de R/R_n à H_{c3} dans la géométrie longitudinale ; ils trouvent une variation linéaire de $\chi_2(t)$ et $\frac{\chi_2(0)}{\chi} = 2,0$. Les valeurs de $\frac{\chi_2(0,2)}{\chi}$ de nos échantillons sont rapportées dans le tableau IV ; elles sont nettement supérieures à celles calculées par EILENBERGER en fonction de $\frac{\xi_{TC}}{l}$ ($\xi_{TC} = 0,882 \xi_0$ et ξ_0 défini en (I.5) dans une théorie supposant une surface de Fermi sphérique et un faible couplage.

2°/ Pour comparer avec la variation de $\chi_2(t)$ nous avons calculé $\chi_1(t)$ pour nos trois échantillons de Pb-In nous avons pris une loi parabolique $H_c = H_c(0)(1-t^2)$ pour la variation du champ critique. Pour le Pb-3%In, $H_c(0)$ est celui du plomb pur. Pour le Pb-10%In et le Pb-50%In, on choisit $H_c(0)$ proportionnel à T_c et tel que $\lim_{t \rightarrow 1} \chi_1(t) = \lim_{t \rightarrow 1} \chi_2(t)$. Respectivement on trouve 800 oe, (776 oe) et 645 oe (667oe), les valeurs entre parenthèses sont celles calculées à partir de la théorie microscopique:

$$H_c(0) = 1,764 \left[\frac{4\pi\sigma_n H_{c2}(0) k_B T_c}{e} \right]^{1/2}$$

La variation de $\chi_1(t)$ est représentée en figure 26 et les valeurs de $\frac{\chi_1(0)}{\chi}$ sont inscrites dans le tableau IV. Pour nos trois échantillons $\chi_1(0) < \chi_2(0)$ et les rapports $\frac{\chi_1(0)}{\chi} = 1,35$ ne sont pas très différents de $\frac{\chi_2(0)}{\chi}$ et sont en accord avec ceux de CULBERT et al (1969) obtenus par mesure de chaleur spécifique mais sont supérieurs aux calculs théoriques d'EILENBERGER (1967).

3°/ Des mesures de $\chi_1(t)$ et de $\chi_2(t)$ ont été faites sur de nombreux systèmes métallurgiques mais formés à partir de supraconducteurs à couplage fort comme le plomb $\frac{T_c}{\theta_D} = 0,07$ ou à couplage modéré comme le niobium $\frac{T_c}{\theta_D} = 0,04$: Nb-Mo par FRENCH et LOWELL (1968), Nb-Ti par FIETZ et WEBB (1967), Nb-Ta par IKUSHIMA et MIZUSAKI (1969), Pb-Ta par SEKULA et KERNOHAN (1969), Pb-In par FARRELL et al (1969) qui ont toutes montré des variations supérieures aux calculs d'EILENBERGER. Le plus souvent on explique ce comportement en mettant en cause les hypothèses du calcul d'EILENBERGER c'est-à-dire soit le faible couplage (voir FISCHER et MAKI (1968)) soit la sphéricité de la surface de Fermi. Or USADEL (1970) vient de montrer que le fort couplage n'intervient que de l'ordre de 10% sur la variation de $\chi_2(t)$.

De plus dans le système Nb-Mo et Nb-Ta lorsque la concentration de Mo et de Ta augmente et que l diminue on trouve que la variation de $\frac{\chi_2(t)}{\chi}$ correspond au calcul d'Eilenberger ; ce n'est pas le cas pour les alliages de Nb-Ti

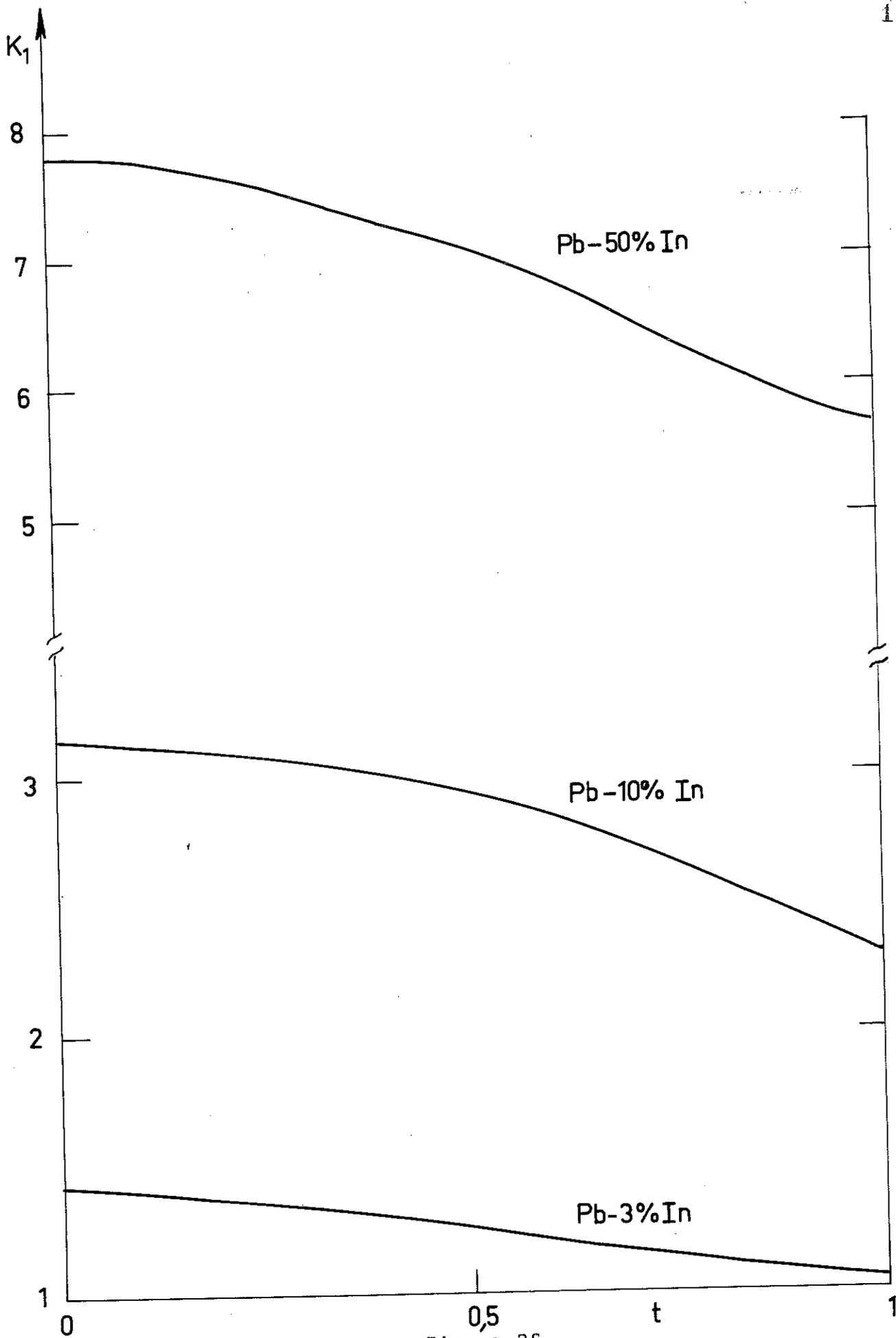


Figure 26

et Pb-In où avec $\frac{\xi_0}{l} \approx 7, \frac{\chi_2(t)}{\chi}$ est de l'ordre de 25% supérieure à la valeur d'Eilenberger. Aussi il n'est pas sûr que l'on puisse obtenir un paramètre χ_2 fonction de t et de $\frac{\xi_0}{l}$ sans connaître la structure électronique et le spectre de phonons des alliages étudiés ; on doit rappeler ici qu'en III.1 nous avons indiqué que la différence entre $\lim_{t \rightarrow 1} \chi_2(t)$ et χ théorique provenait vraisemblablement des approximations faites pour calculer des moyennes sur la surface de Fermi. Aussi, il semble nécessaire de faire de nouvelles expériences pour clarifier la situation.

VI.III. EXPERIENCE COMPLEMENTAIRE : RESISTANCE DE SURFACE EN CHAMP NUL

Nous avons mesuré aussi la résistance de surface en champ nul lorsqu'on abaisse la température en-dessous de la température critique. Nous interprétons la décroissance de $\frac{R}{R_n}$ avec la température avec la théorie très simple du modèle des deux fluides de GORTER et CASIMIR (1934). L'expression de la résistance donnée par TINKHAM (1962) s'écrit :

$$\frac{R}{R_n} = \left\{ \frac{\left[\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_n} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_n} \right)^2 \right]^{1/2} - \frac{\sigma_2}{\sigma_n}}{\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_n} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_n} \right)^2} \right\}^{1/2} \quad (\text{VI.21})$$

avec $\frac{\sigma_1}{\sigma_n} = t^4$. Dans la limite locale σ_2 a pour expression

$\frac{n_s e^2}{m \omega} \frac{\alpha l}{\xi_0}$ que nous avons déjà donné au chapitre V, α est un paramètre de l'ordre de l'unité ; avec ξ_0 donnée par (I.5), $\frac{\sigma_2}{\sigma_n}$ s'écrit :

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_n} = \frac{\alpha}{a} \frac{k_B T_c (1-t^4)}{\hbar \omega}$$

Dans la figure 27 nous avons tracé les courbes de $\frac{R}{R_n}$ avec la température selon (VI.21) pour différentes valeurs de $\frac{\alpha}{a} \frac{k_B T_c}{\hbar \omega}$. Pour le Pb-3% In, on obtient $\frac{\alpha}{a} \frac{k_B T_c}{\hbar \omega} = 120$ soit $\frac{\alpha}{a} = 3,2$; On trouve $\frac{\alpha}{a} = 3,45$ et 3,95 pour le Pb-10% In et Pb-50% In.

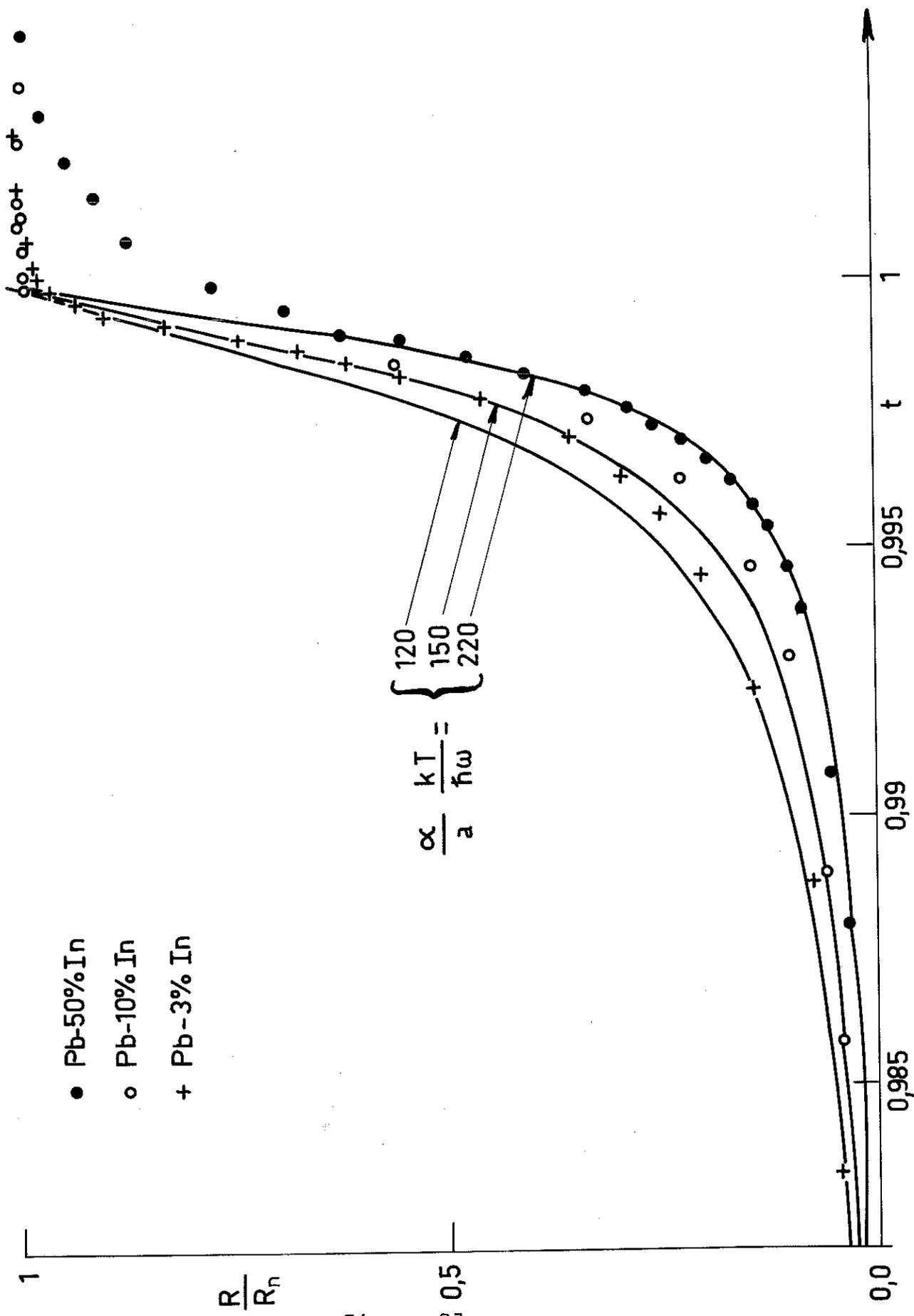


Figure 27

Dans la limite B.C.S. avec $\alpha = 1$ $\frac{\alpha}{a} = 5,5$. Nous remarquons que pour le Pb-50% In il y a une large variation de $\frac{R}{R_0}$ au delà de T_c jusqu'à $1,005 T_c$ sans que nous n'ayons d'explication à fournir (nous indiquons que le champ magnétique n'était pas rigoureusement nul, mais ne dépasse pas $\pm 50\text{e}$). Nous voyons aussi qu'à $t=0,98$ la résistance de surface n'est plus que de 3% de sa valeur à l'état normal.

TABLEAU IV

	Pb-50% In	Pb-10% In	Pb-3% In
$\frac{\xi_0}{\lambda}$	17,9	6,6	1,96
$D_{\text{cm}^2/\text{s}}$	6,17	14,2	36,5
$\chi_{G.L}$	7,10	2,80	1,09
$\lim_{t \rightarrow 1} \chi_2(t)$	5,70	2,30	1,08
$\frac{\lim_{t \rightarrow 1} \chi_2(t)}{\chi_{G.L}}$	0,805	0,82	1
$\chi_2(0)$ par extrapolation	8,5	3,5	1,8
$\chi_2(0,2)$	8,2	3,3	1,62
$\frac{\chi_2(0,2)}{\chi}$	1,44	1,43	1,50
$\chi_1(0)$	7,8	3,16	1,425
$\frac{\chi_1(0)}{\chi}$	1,37	1,375	1,32

CHAPITRE VII - RESISTANCE DE SURFACE DANS LE REGIME DE SUPRACON-
DUCTIVITE SUPERFICIELLE

Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux mesures de résistance de surface avec H_0 parallèle à la surface. On sait qu'alors la nucléation de l'état supraconducteur se fait en surface à un champ H_{c3} supérieur à H_{c2} avant de se faire en volume à H_{c2} . Dans la première partie nous rappelons les calculs théoriques de $\frac{R}{R_n}$ faits dans les deux orientations transverse et longitudinale ($\vec{H}_0 \perp \vec{E}_\omega$ et $\vec{H}_0 // \vec{E}_\omega$) mettant en évidence l'anisotropie de la résistance de surface. En VII.2 nous présentons nos résultats expérimentaux et en VII.3 nous donnons la variation du rapport $\frac{H_{c3}}{H_{c2}}$ avec la température.

VII.I. EXPRESSIONS THEORIQUES DE LA RESISTANCE DE SURFACE

VII.I.1. Orientation longitudinale

Le premier calcul de $\frac{R}{R_n}$ dans cette géométrie a été faite de façon phénoménologique par ROTHWART et al (1967) ; ils ont proposé un modèle simplifié de l'état supraconducteur de surface en supposant un tégument superficiel uniforme d'épaisseur d superposé au volume supposé infini de l'échantillon normal. Dans le tégument il y a une onde incidente et réfléchié et dans le volume de l'échantillon seulement une onde évanescence. Considérons le supraconducteur dans le plan $z = 0$, \vec{H}_0 et \vec{E}_ω parallèles à Ox et l'onde incidente perpendiculaire à la surface selon Oz.

Le champ électrique dans le tégument s'écrit :

$$E_s = A \exp \left[i (k_s z - \omega t) \right] + B \exp \left[- i (k_s z + \omega t) \right]$$

et dans le volume

$$E_b = C \exp \left[i (k_B z - \omega t) \right]$$

On écrit les équations de continuité de E et de H à $z = d$ et on

cherche l'impédance de surface définie au chapitre I, mais exprimée en fonction du champ électrique

$$Z(\omega) = \frac{4\pi i\omega}{c^2} \frac{E(z)}{\left. \frac{\partial E(z)}{\partial z} \right|_{z=0}}$$

On obtient

$$Z(\omega) = \frac{4\pi\omega}{c^2 K_s} \frac{K_s (1+\alpha) + K_b (1-\alpha)}{K_s (1-\alpha) + K_b (1+\alpha)}$$

avec $\alpha = \exp(2 i K_s d)$

Avec les équations de Maxwell et la loi d'Ohm, la constante de propagation K s'écrit

$$K = \left[\frac{4\pi\omega}{c^2} \right]^{1/2} (i\sigma_1 - \sigma_2)^{1/2}$$

où σ_1 est la partie réelle et σ_2 la partie imaginaire de la conductivité complexe. ROTHWART et al ont calculé σ_1 et σ_2 dans la couche en utilisant le modèle des deux fluides.

D'après VI.3 :

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= [1 - F^2(0)] \sigma_n \\ \sigma_2 &= F^2(0) \frac{\pi \Delta_0}{\hbar \omega} \sigma_n \end{aligned}$$

où $F(0)$ est le paramètre d'ordre à la surface mesurant le nombre d'électrons supraconducteurs du tégument et dont la dépendance en température est approximée à $F^2(0, T) = F^2(0, 0) (1 - t^4)$.

En utilisant les valeurs numériques du paramètre d'ordre et l'épaisseur du tégument en fonction de X_i de FINK et KESSINGER (1965) ils donnent les variations de $\frac{R(H_{c2})}{R_n}$ en fonction de t pour un échantillon de Pb-17%In, à 9,5GHz, 23GHz et 55 GHz ;

l'accord entre leur théorie et leurs résultats expérimentaux est relativement bon.

FISCHER et MAKI (1968) ont développé un calcul microscopique de la conductivité de l'état supraconducteur de surface et trouvé une relation entre le paramètre $\chi_2(t)$ et $\frac{1}{R_n} \left. \frac{dR}{dH_0} \right|_{H=H_{c3}}$. Ils définissent $Q_{||}(r, \omega)$ comme en (VI.9). $Q_{||}(r, \omega)$ est formé de deux termes : la réponse à l'état normal $Q_n = -i\omega\sigma_n$ et un terme additionnel $Q'_{||}$ provenant du changement du paramètre d'ordre induit par le champ haute fréquence ; $Q'_{||}$ est un développement en puissances de $\langle |\Delta(r)|^2 \rangle$. L'impédance de surface est déterminée par $Z(\omega) = i\omega \left[\frac{4\pi}{Q_{||}(\omega)} \right]^{1/2}$ où $Q_{||}(\omega) = \langle |Q_{||}(r, \omega)| \rangle$. L'expression de $\langle |\Delta(r)|^2 \rangle$ dans le tégment superficiel nécessaire pour calculer $Q_{||}(\omega)$ est donnée par MAKI (1969c) :

$$\langle |\Delta(r)|^2 \rangle = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \frac{0,59 e T}{\sigma_n} \frac{H_{c3} - H_0}{2\chi_2^2(t) - 0,334} \Psi' \left(\frac{1}{2} + \beta\right). \quad (\text{VII.1})$$

Z s'écrit :

$$Z = R_n \left[1 + i - (2\pi)^{1/2} \frac{\delta_0}{\xi(t)} \frac{H_{c3} - H_0}{H_{c3}} \frac{1}{2\chi_2^2(t) - 0,334} \right]$$

On définit le paramètre $s_3^{\parallel}(t)$ par :

$$s_3^{\parallel}(t) = \frac{H_{c3}}{R_n} \left. \frac{dR}{dH_0} \right|_{H_0 = H_{c3}} = (2\pi)^{1/2} \frac{\delta_0}{\xi(t)} \frac{1}{2\chi_2^2(t) - 0,334} \quad (\text{VII.2})$$

où δ_0 est la profondeur de peau définie en (IV.2) et $\xi(t)$ en (I.12)

VII.1.2. Orientation transverse

\vec{H}_0 est parallèle à l'échantillon mais perpendiculaire au champ haute fréquence \vec{E}_ω . Le problème est compliqué par les fluctuations du paramètre d'ordre qui donnent une contribution supplémentaire à la conductivité. Dans cette orientation l'absorption d'énergie haute fréquence se fait par l'excitation du paramètre

d'ordre dans des états d'énergie supérieure où $\Delta(r)$ n'a plus sa forme d'équilibre donnée par SAINT-JAMES et De GENNES (1963). Ceci ne peut se produire que lorsque \vec{E}_ω est perpendiculaire à \vec{H}_0 car les courants de surface $\vec{J}_s(x)$ sont alors parallèles à \vec{E}_ω et il y a couplage entre ces courants et les courants haute fréquence. Ce n'est pas le cas lorsque \vec{H}_0 et \vec{E}_ω sont parallèles car les courants sont perpendiculaires et il n'y a pas couplage. Le champ haute fréquence peut induire des transitions entre l'état de base et les états excités. L'énergie ϵ de ces états excités dont la durée de vie est décrite par $\exp\{-(\epsilon - \epsilon_0)t\}$ a été calculée par FINK et KESSINGER (1967) et FINK (1969) ; les deux premiers états excités ont pour énergie $\epsilon_1 = 5,60 \epsilon_0$ et $\epsilon_2 = 11,5 \epsilon_0$. MAKI (1968) a calculé la contribution $R(x, \omega)$ à la conductivité complexe provenant de ces transitions en ne considérant que le 1er état excité

$$Q_{\perp}(r, \omega) = Q_{\parallel}(r, \omega) + R(r, \omega)$$

MAKI et FISCHER (1969) donnent l'expression du paramètre $s_3^{\perp}(t)$ défini comme en (VII.2) :

$$s_3^{\perp}(t) = (2\pi)^{1/2} A_3(t) \frac{\delta_0}{\xi(t)} \frac{1}{2\chi_2^2(t) - 0,334} \quad (\text{VII.3})$$

L'effet des fluctuations du paramètre d'ordre est exprimé uniquement par la fonction $A_3(t)$:

$$A_3(t) = 1 - \frac{2\left[\Psi\left(\frac{1}{2} + 5,60\rho\right) - \Psi\left(\frac{1}{2} + \rho\right)\right]}{(4,60)^2 \rho \Psi'\left(\frac{1}{2} + \rho\right)} \quad (\text{VII.4})$$

$\Psi(z)$ et $\Psi'(z)$ sont définies en (I.21) et (VI.6), $\rho(t)$ par (I.20) et (I.24). $A_3(1) = 0,565$, $A_3(0) = 0,84$ et $A_3(t)$ varie de façon monotone.

En VI.1.2 nous avons déjà indiqué la contribution des fluctuations du paramètre d'ordre sur la résistance de surface à H_{c2} (lorsqu'il n'y a pas de supraconductivité de surface). La fonction d'anisotropie est alors $A(t)$ définie en (VI.10).

VII.II. ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

FISCHER et MAKI (1968) ont mesuré la pente de $\frac{R}{R_0}$ à H_{c3} dans les deux géométries sur un alliage de Pb-17% In et un alliage de Pb-9% Bi à 9,5 GHz. Dans l'orientation longitudinale utilisant la formule (VII.2) ils dérivent le paramètre $\chi_2(t)$; nous avons déjà indiqué que la variation de $\chi_2(t)$ est plus importante que celle que nous avons déterminée par nos mesures d'aimantation (ils trouvent $\frac{\chi_2(0)}{\chi} \sim 2$ pour le Pb-17% In et 3 pour le Pb-9% Bi). En faisant le rapport entre les pentes dans l'orientation transverse et longitudinale ils déterminent la fonction $A_3(t)$ qui à 10% près est en accord avec la formule (VII.4) pour l'échantillon Pb-9% Bi, dont la variation de $\chi_2(t)$ est la plus grande.

Nous avons mesuré la résistance de surface dans l'orientation transverse en tournant l'électro-aimant autour de l'échantillon ; nous n'avons pu mesurer $\frac{R}{R_n}$ dans l'orientation longitudinale ce qui nécessite soit une autre forme du résonateur, soit un autre système de couplage. Nous ne pouvons donc obtenir la fonction $A_3(t)$ mais en admettant la formule (VII.4) nous déduisons $\chi_2(t)$ que l'on peut comparer avec celles mesurées au chapitre précédent.

VII.II.1. Influence de l'angle θ de H_0 avec la surface

à un champ $\frac{H_0}{H_{c2}}$ fixé on tourne l'électro-aimant autour de l'échantillon passant de l'orientation perpendiculaire à l'orientation transverse. Lorsque H_0 est presque parallèle à la surface, il y a une variation considérable de la résistance de surface (figure 28) qui pour les faibles valeurs de θ est linéaire avec $|\theta|$. Tous les résultats rapportés ci-après ont été pris en positionnant l'électro-aimant pour que $\frac{R}{R_n}$ soit minimum pour un champ $H_0 = H_{c2}$ où la variation de $\frac{R}{R_n}$ avec l'angle est la plus grande. D'après la figure 28 on peut dire que H_0 est orienté par rapport à la surface à $\pm 0,2^\circ$.

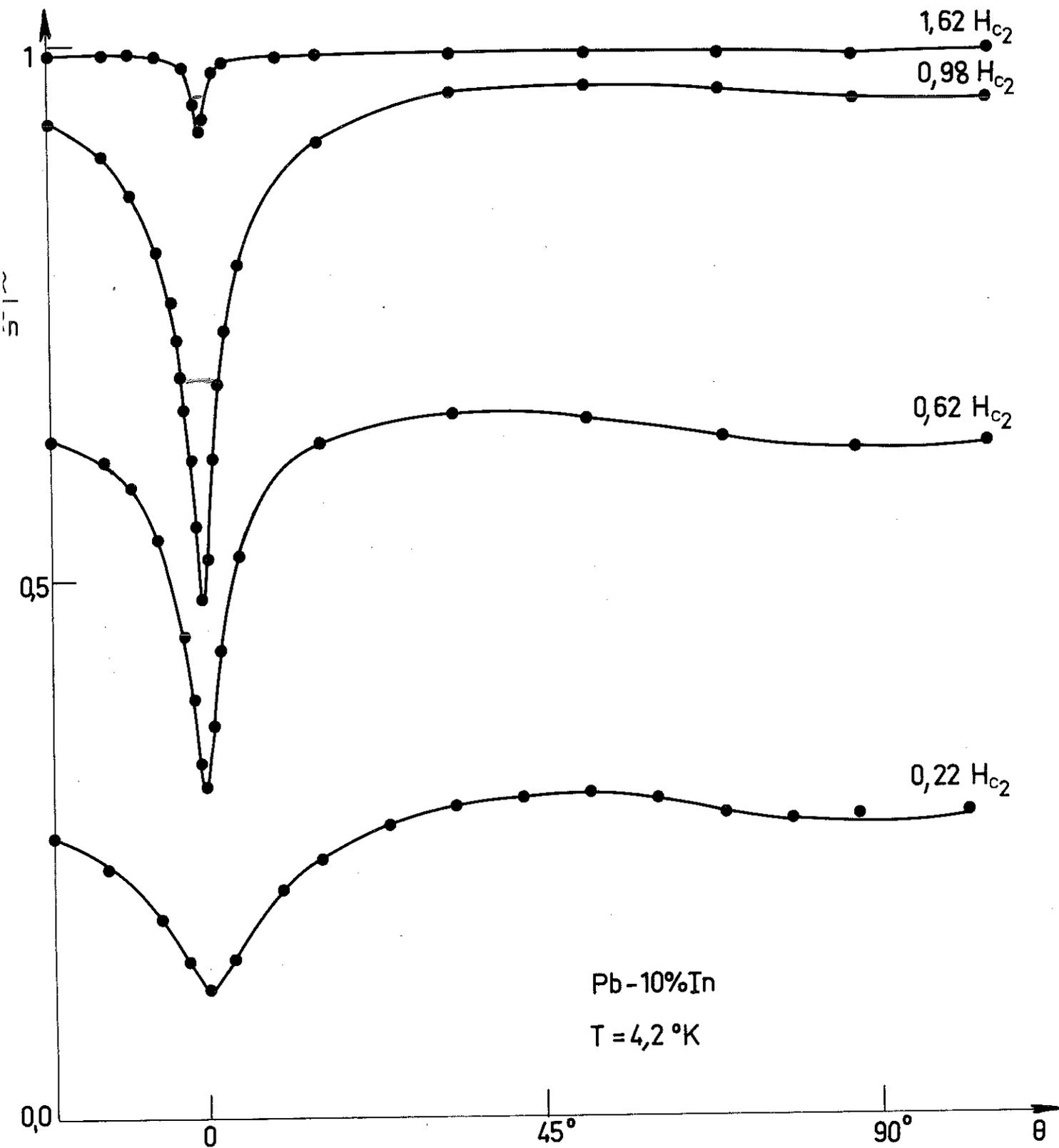


Figure 28

VII.II.2. Comparaison de nos résultats avec la théorie de MAKI-FISCHER

$s_3^\perp(t)$ est montrée en figure 29 pour nos trois alliages de Plomb. Pour le Pb-50% In, $\frac{R}{R_n}$ varie linéairement entre H_{c2} et H_{c3} comme on le voit sur la figure 3 ; pour les deux autres alliages $\frac{R}{R_n}$ varie moins vite avec H_0 au voisinage de H_{c2} mais il existe toujours une large variation linéaire telle qu'on puisse obtenir la pente de $\frac{R}{R_n}$ à H_{c3} sans difficulté. Dans la figure 30, est représentée la variation de $\frac{R(H_{c2})}{R_n}$ avec t .

Nous allons comparer la variation de s_3^\perp avec l'expression (VII.3). On écrit que $\frac{\delta_0}{\xi(t)} = \frac{\delta_0}{\xi(0)} \frac{\xi(0)}{\xi(t)}$ avec $\frac{\xi(0)}{\xi(t)} = \left[\frac{H_{c2}(t)}{H_{c2}(0)} \right]^{1/2}$.

Pour le Pb-50% In, Pb-10% In et Pb-3% In $\frac{\delta_0}{\xi(0)}$ vaut respectivement 227, 95 et 35. Prenant pour $A_3(t)$ la valeur théorique (VII.4), à partir de la variation de $s_3^\perp(t)$ nous obtenons celle de $\chi_2(t)$ représentée en figure 31. On remarque que la variation de χ_2 avec t est beaucoup plus importante que celle que nous avons mesurée au chapitre précédent ; lorsque $T \rightarrow T_c$, $\lim_{t \rightarrow 1} \chi_2(t)$

dans cette orientation est à peu près la même que celle obtenue dans l'orientation perpendiculaire : on trouve 6 au lieu de 5,7 pour le Pb-50% In et 2,8 au lieu de 2,3 pour le Pb-10% In en meilleur accord d'ailleurs avec l'expression théorique de (III.3), mais pour le Pb-50% In $\frac{\chi_2(0)}{\chi} = 2,47$ et pour le Pb-10% In, 2,1, valeurs qui sont beaucoup plus grandes que celles mesurées au chapitre précédent qui étaient de l'ordre de 1,5. Par contre ces valeurs de $\frac{\chi_2(0)}{\chi}$ sont du même ordre de grandeur que celles rapportées par FISCHER et MAKI dont nous avons déjà parlées.

Un fait troublant est la dépendance en fréquence implicite dans la proportionnalité de R_n au facteur $\frac{\delta_0}{\xi(t)}$. Une expérience vient d'être faite au C.R.T.B.T. par SALCE sur un alliage de Pb-50% In non recuit à 1,93°K. L'échantillon a la forme d'un disque de 8mm de diamètre et de 2mm d'épaisseur plus ou moins bien orienté parallèlement au champ magnétique.

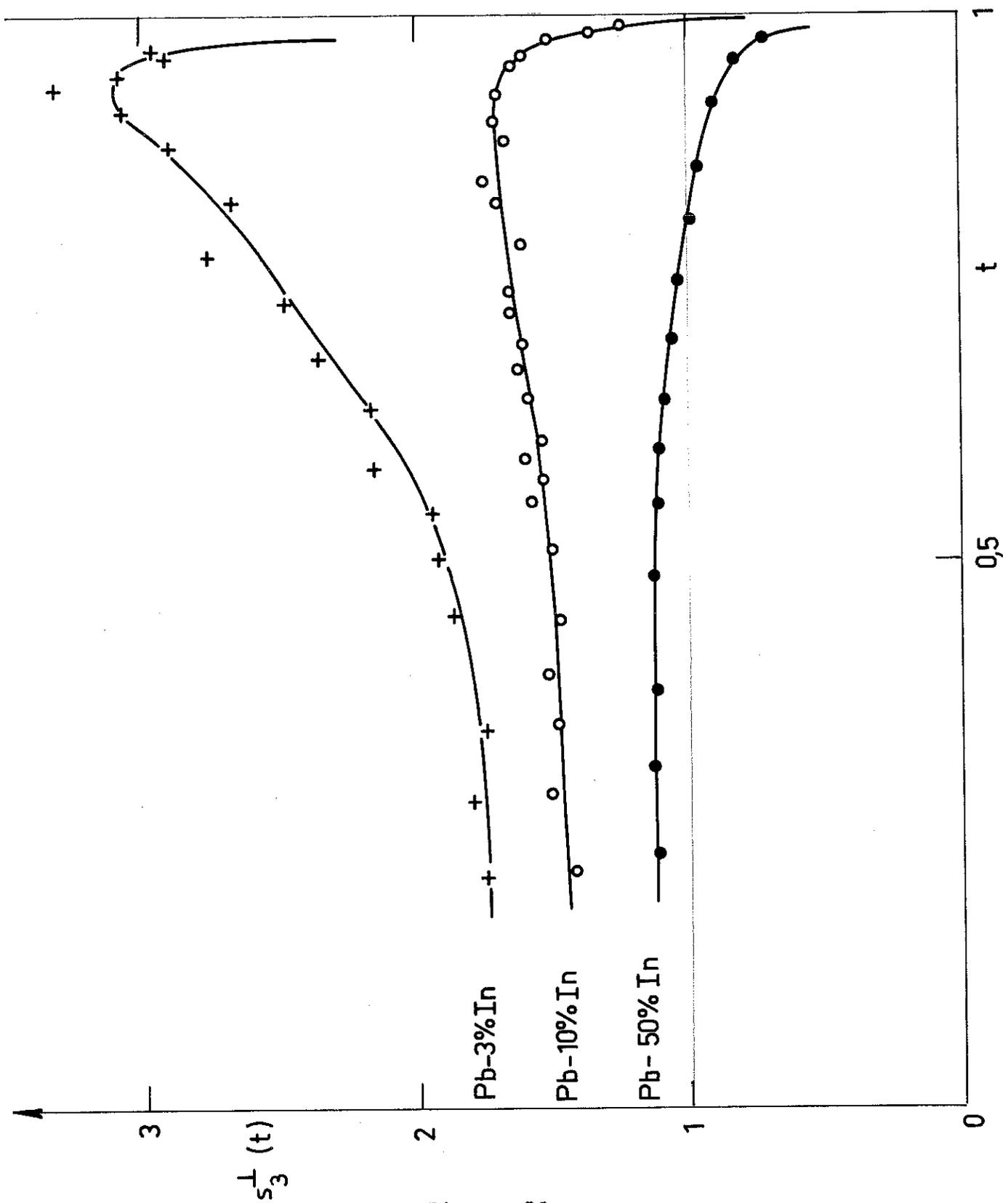


Figure 29

Figure 30

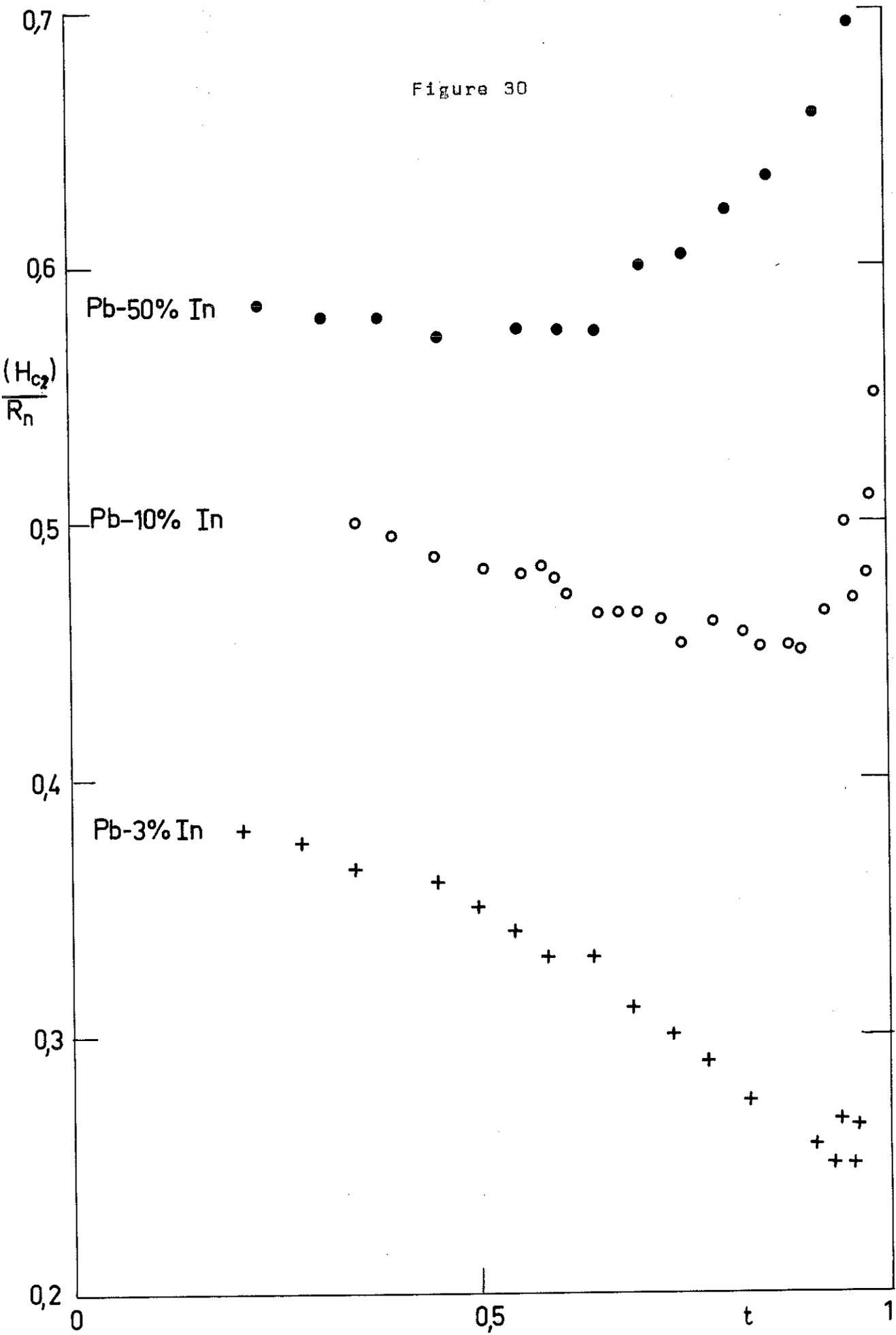
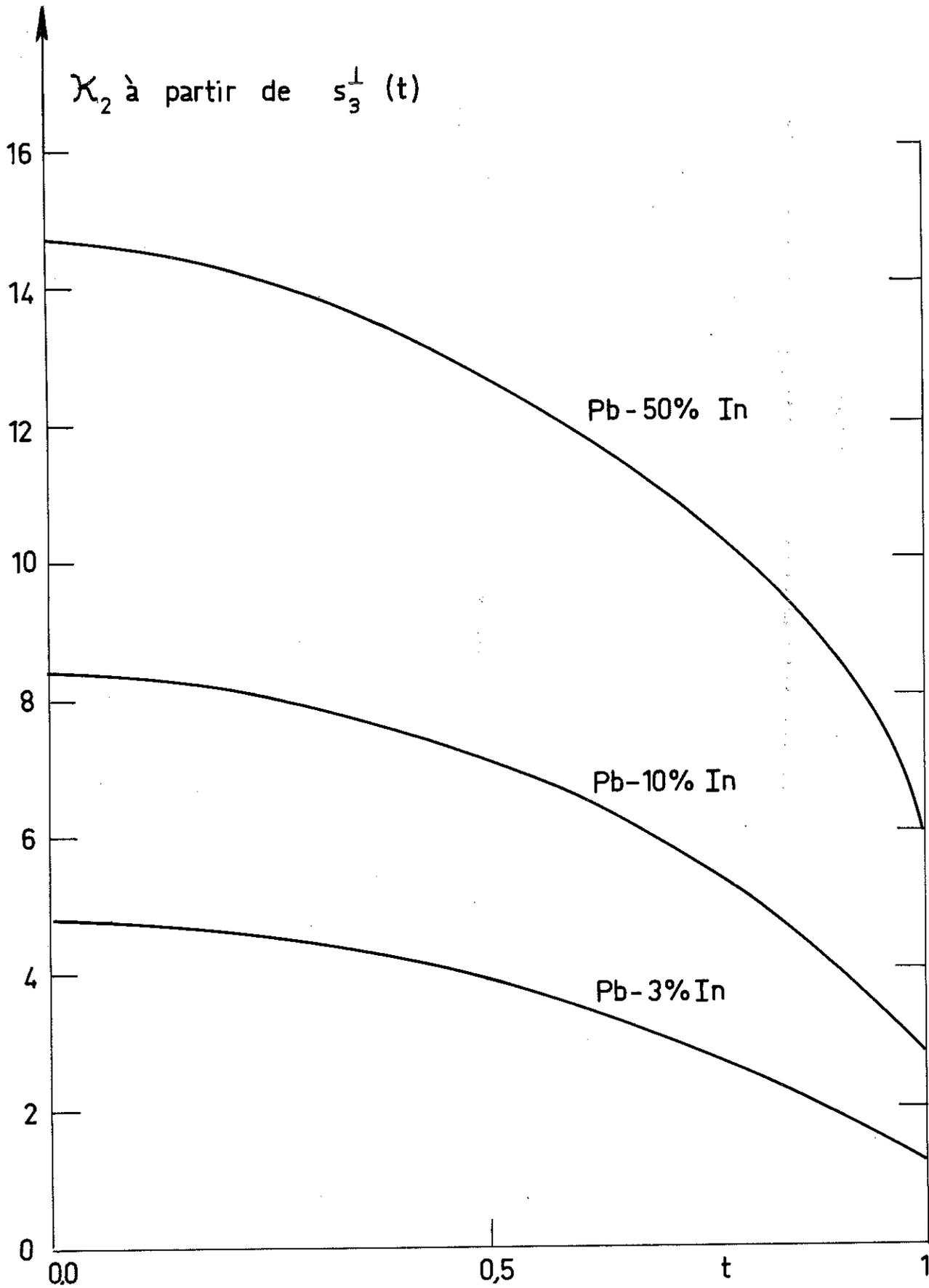


Figure 31



En dessous de H_{c2} la résistance de surface est fortement dépendante de la fréquence car il y a un piégeage considérable des lignes de flux pour les basses fréquences, mais la valeur de $\frac{R(H_{c2})}{R_n}$ et la variation de $\frac{R}{R_n}$ entre H_{c2} et H_{c3} est pratiquement indépendante de la fréquence lorsqu'on la fait varier d'un facteur 100 entre 300 kHz et 30 MHz. A 300 kHz la profondeur de pénétration δ_0 est 100 fois plus importante qu'à 2,4 GHz, et on peut penser que le tégument superficiel $\chi(t)$ n'a plus d'influence sur la mesure de $\frac{R}{R_n}$ $\left[\frac{\epsilon}{\delta_0} = 10^{-4} \right]$.

FISCHER a estimé que la variation de χ_2 de ses échantillons pourrait être due à une augmentation de χ vers la surface. Cette hypothèse a été faite par différents auteurs pour expliquer le rapport $\frac{H_{c3}}{H_{c2}}$ anormalement élevé ; c'est ainsi que DOIDGE et

al (1966) pensent que l'électropolissage "salit" la surface de l'échantillon de sorte que χ est plus élevé. SHMIDT (1967) a fait le calcul de $\frac{H_{c3}}{H_{c2}}$ en supposant que sur un échantillon massif

de paramètre $\chi_{(2)}$ et dont le libre parcours moyen des électrons est l_2 est superposé un film d'épaisseur d du même matériau, de même température critique mais comprenant davantage de défauts, dislocations, impuretés de sorte que le libre parcours moyen des électrons est réduit et que $\chi_{(1)} > \chi_{(2)}$. Il trouve que :

$$\frac{H_{c3}}{H_{c2}} = 1,67 \left\{ 1 + \frac{\chi_{(1)} - \chi_{(2)}}{\chi_{(1)}} d \left[\frac{3,4 H_{c2} (2) e}{\hbar c} \right]^{1/2} \right\}$$

avec $H_{c2} (2)$ champ critique du volume de l'échantillon. Par un recuit prolongé le rapport $\frac{H_{c3}}{H_{c2}}$ revient à sa valeur théorique

de 1,695. Or nos mesures de $\frac{H_{c3}}{H_{c2}}$ comme celles de FISCHER

ne diffèrent que peu de 1,695 et la déviation par rapport à cette valeur théorique sera interprétée avec des nouvelles théories au paragraphe suivant.

Pour que nos résultats s'accordent avec (VII.3) il aurait fallu que s_3^\perp à H_{c3} soit 4 fois plus grand conduisant à des valeurs de $\frac{R(H_2)}{R_n}$ beaucoup plus petites que celles de la figure 30. Dans la géométrie considérée on mesure donc une absorption plus grande que celle décrite par la théorie de MAKI et FISCHER.

Si on admet cette théorie, on peut chercher différentes origines à cette absorption supplémentaire. Les mesures de FISCHER sont faites avec un échantillon parallèle au champ magnétique à $\pm 0,2^\circ$ près - nous avons vu dans la figure 28 que c'est à peu près l'angle qui définit le minimum de $\frac{R}{R_n}$, mais il n'est pas sûr que le plan de l'échantillon ne présente pas une courbure de cet ordre ni surtout que les deux plans du U formant l'échantillon soient parallèles avec cette précision; ceci peut avoir pour effet d'élargir la variation de $\frac{R}{R_n}$ avec θ qui serait alors encore plus prononcée que celle représentée en figure 28.

De plus comme dans l'orientation perpendiculaire une fraction de l'absorption (de l'ordre de 5%) provient des parties de la surface pour lesquelles l'orientation est plutôt transverse, on peut supposer qu'il y a une contribution comparable provenant de surfaces "perpendiculaires" dans nos mesures en champ parallèle. Il aurait fallu en tenir compte pour adapter la théorie de MAKI-FISCHER à nos résultats.

VII.II.3. Structure de vortex de la couche supraconductrice de surface

Lorsque le champ magnétique est rigoureusement parallèle à la surface nous savons que le paramètre d'ordre est constant dans la couche superficielle et que deux courants supraconducteurs J_{s1} et J_{s2} égaux s'écoulent en sens inverse dans cette couche. Comme nous l'avons vu il est très difficile de satisfaire expérimentalement la condition $\theta = 0$ et à cause de l'orientation non suffisamment précise du champ magnétique, des imperfections de la forme de l'échantillon et des inhomogénéités du champ magnétique il y a toujours une composante transverse à l'échantillon du champ magnétique. KULIK (1969) a étudié la structure de la couche

supraconductrice auprès de T_c lorsque $\theta \neq 0$ et il a montré que la couche superficielle a une structure de vortex similaire à celle d'ABRIKOSOV en dessous de H_{c2} et que la période de cette structure est une fonction de l'angle entre le champ magnétique et la surface qui varie comme $\frac{\xi(t)}{\theta^{1/2}}$.

L'importance de cette composante normale du champ magnétique a été mise en évidence par les mesures de courant critique de surface de HART et SWARTZ (1967). On montre que la surface est capable de transporter un supercourant ; par application d'un courant de transport à un film, entre H_{c2} et H_{c3} au delà d'un certain courant, on mesure une tension. Divers modèles ont été développés pour calculer ce courant critique de surface par ABRIKOSOV (1965) PARK (1965) et (1966), FINK et BARNES (1965) mais les courants critiques mesurés sont toujours de plusieurs ordres de grandeur inférieurs aux calculs théoriques. HART et SWARTZ ont mis en évidence l'influence de la composante transverse du champ magnétique sur le courant critique observant une rapide décroissance de celui-ci dès que θ est différent de zéro et ont développé un modèle de piégeage de surface tout-à-fait similaire à celui dans l'état mixte ; ils supposent que la couche superficielle a une structure de vortex piégés aux défauts de la surface. Au delà d'un certain courant, les lignes de flux sont dépiégées et se déplacent librement. Alors on observe une tension. Si le piégeage de surface est absent, le courant critique est nul et des mesures ont montré que le courant critique de surface augmente lorsque la surface est "saliée".

La géométrie de notre résonateur ne nous permet pas d'assurer que $\theta = 0$ avec la précision nécessaire ; cela est peut-être plus facile avec une cavité résonante où l'échantillon a une forme plus simple. Nous pensons alors que la couche superficielle a une structure de vortex et que le champ haute fréquence non seulement excite des états d'énergie supérieure (théorie de MAKI-FISCHER) mais a pour effet additionnel de mettre en mouvement cette structure de vortex créant une dissipation.

VII.III. DETERMINATION DES CHAMPS CRITIQUES ET VARIATION DU
RAPPORT $\frac{H_{c3}}{H_{c2}}$ AVEC LA TEMPERATURE

Le champ critique H_{c2} est déterminé par les mesures d'aimantation et par les mesures de $\frac{R}{R_n}$ dans l'orientation perpendiculaire. La variation de H_{c2} avec t est représentée en figure 32.

Dans l'orientation transverse la variation de $\frac{R}{R_n}$ avec H_0 étant linéaire, il n'y a aucune ambiguïté à définir le champ H_{c3} et de calculer le rapport $\frac{H_{c3}}{H_{c2}}$. Ce rapport est représenté en fonction de t dans la figure 33. Pour les alliages saes où $\frac{l}{\lambda_0} \ll 1$, nous avons indiqué au chapitre I le résultat théorique de DE GENNES (1964) indiquant qu'à toute température $\frac{H_{c3}}{H_{c2}} = 1,695$

bien que le domaine d'application des équations de G.L. soit limité au voisinage de T_c . Par contre, pour les supraconducteurs purs, le résultat $\frac{H_{c3}}{H_{c2}} = 1,695$ (I.18) n'est valable que pour

$T_c - T \ll T_c$ où les équations de G.L. s'appliquent. Au delà de cette limite, il faut utiliser la théorie microscopique de GORK'OV. HU et KORENMAN (1969a et b) ont étudié en détail deux cas en supposant une réflexion spéculaire des électrons à la surface : à $T \sim T_c$ ils ont trouvé une correction au résultat obtenu à partir de G.L.

$$\frac{H_{c3}}{H_{c2}} = 1,695 \left[1 + 0,614 (1-t) - 0,577 (1-t)^{3/2} \right]$$

à $T = 0^\circ K$, ils trouvent $\frac{H_{c3}}{H_{c2}} \gg 1,925$;

1,925 est une borne inférieure du rapport $\frac{H_{c3}}{H_{c2}}$ car le calcul

est fait par une méthode variationnelle utilisant une fonction d'onde d'essai approchée pour $\Delta(r)$ qui dans la limite $T_c - T \ll T_c$ donnerait $\frac{H_{c3}}{H_{c2}} = 1,658$. Le calcul montre qu'à $T=0^\circ K$ $\frac{H_{c3}}{H_{c2}}$

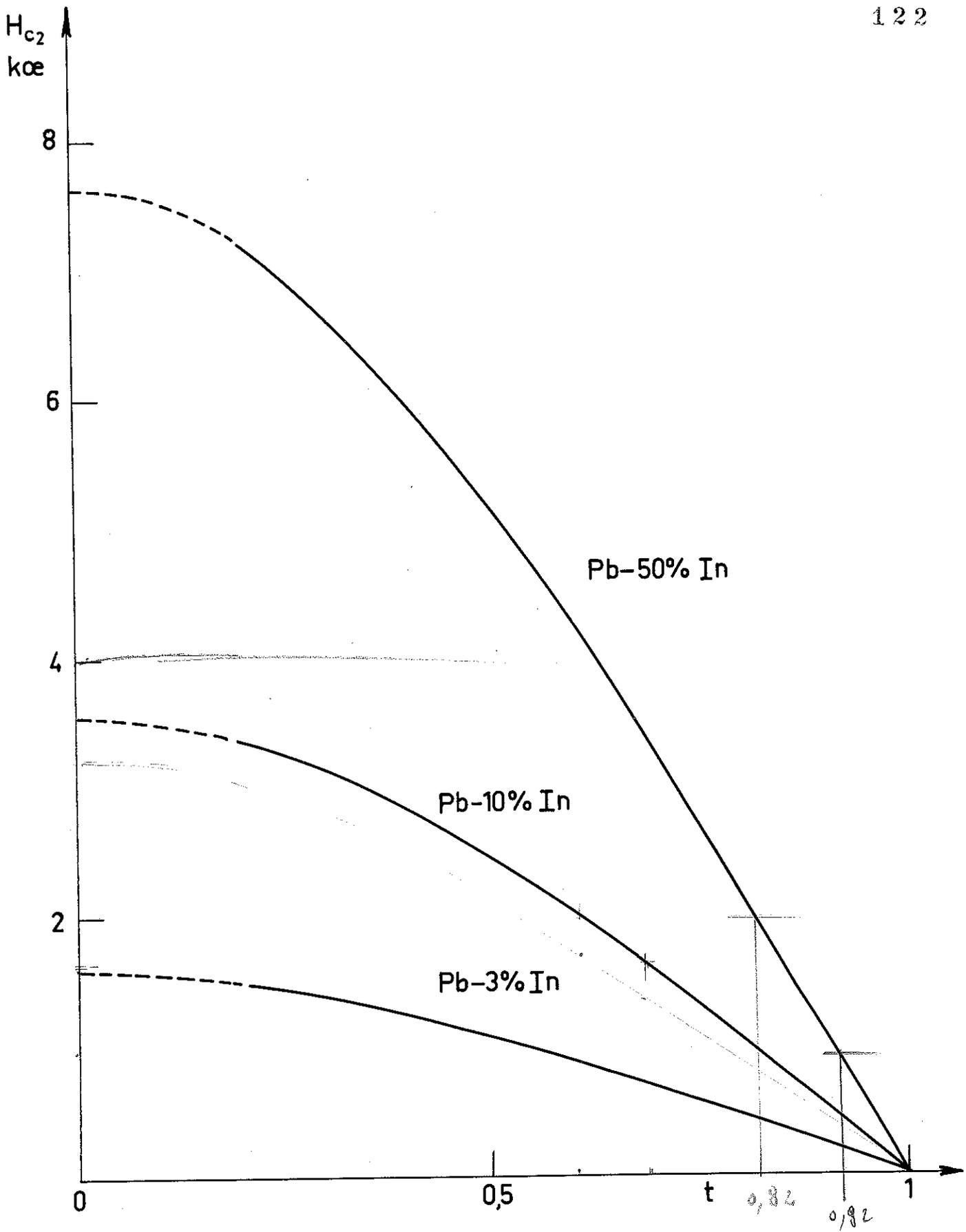
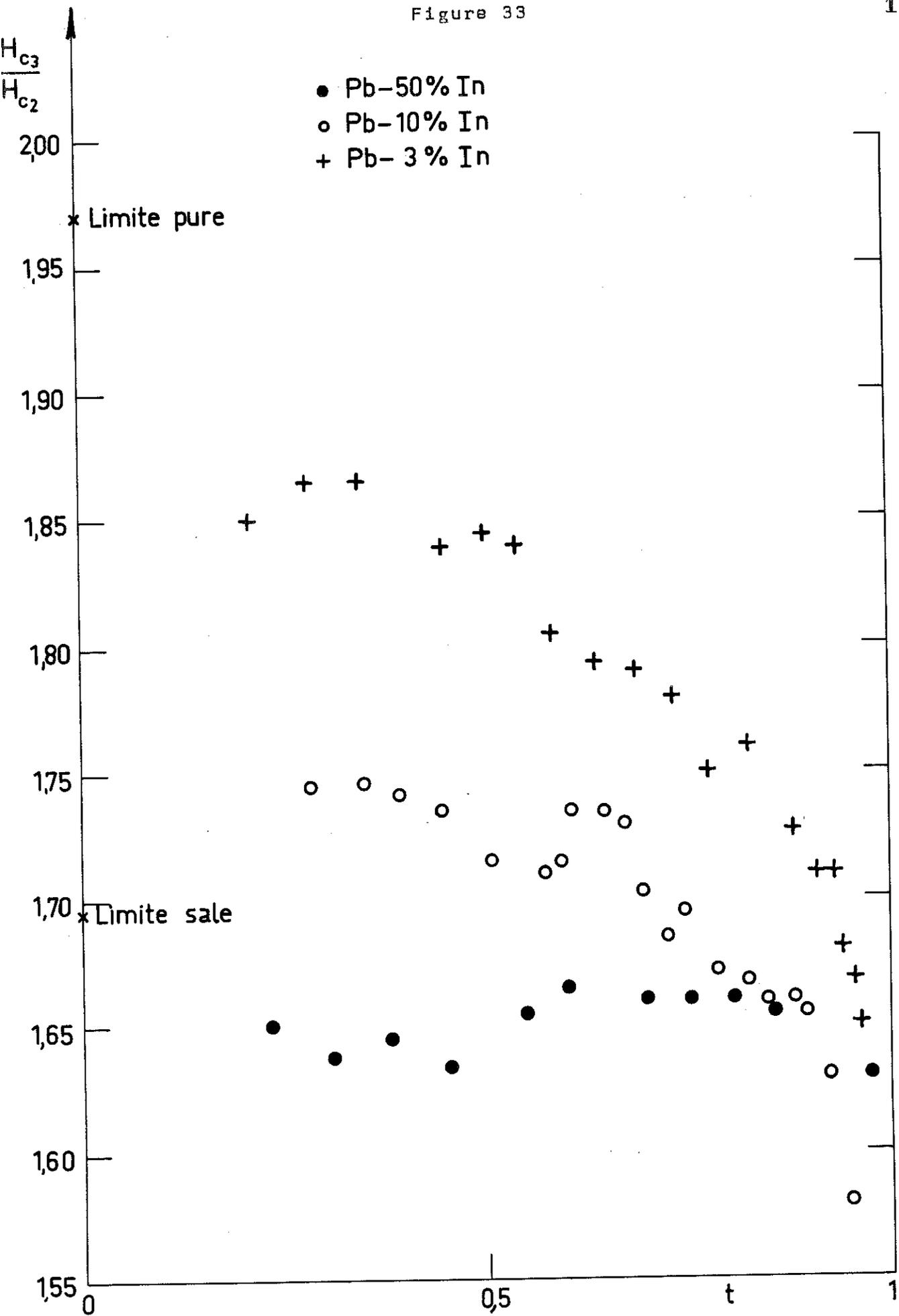


Figure 32

Figure 33



est 16% supérieur à sa valeur à T_c et avec la valeur théorique de 1,695 à T_c , le rapport à 0°K serait 1,97. KULIK (1969) a résolu le même problème avec la même méthode en considérant les deux comportements limites des électrons à la surface à $T = 0^\circ\text{K}$. Pour la réflexion spéculaire il retrouve le résultat de HU et KORENMAN à savoir $\frac{H_{c3}}{H_{c2}} \gg 1,99$ et pour le cas d'une diffusion $\frac{H_{c3}}{H_{c2}}$ est $\gg 2,09$. HU et KORENMAN ont fait une inter-

polation entre $T = 0$ et T_c . Pour vérifier leur calcul il faudrait mesurer les champs critiques d'un type II pur ; seuls le niobium et le vanadium remplissent cette condition, mais ces métaux ont une large anisotropie de leur champ critique H_{c2} (FARRELL et al. 1968), ce qui rend difficile la comparaison avec la théorie. Une vérification a été faite sur le plomb en utilisant les résultats de FISCHER (1968) que nous analyserons au chapitre suivant.

Mais restent tous les autres supraconducteurs de type II qui ne peuvent être considérés ni comme sales, ni comme propres pour lesquels les mesures de $\frac{H_{c3}}{H_{c2}}$ montrent une dépendance en

température. USADEL et SCHMIDT (1969) ont fait une théorie calculant ce rapport en fonction de $\frac{l}{\xi_0}$ et de la proportion de réflexion diffuse à la surface, p , et dans la limite de faible couplage.

Après de T_c ils trouvent une correction au résultat théorique (I.18) qui a la même dépendance en température par la limite "propre" et "sale", les coefficients du développement dans ce dernier cas étant seulement multipliés par un facteur qui dépend du libre parcours moyen l et qui croît avec l . Dans la limite sale (où l reste petit devant ξ_0) le développement a été étendu à toutes températures.

USADEL et SCHMIDT écrivent :

$$\frac{H_{c3}(T)}{1,695 H_{c2}(T)} = 1 + \frac{\delta H(T)}{H_{c2}(T)}$$

Après de T_c $\frac{\delta H(T)}{H_{c2}(T)} = a_1 (1-t)^{1/2} + a_2 (1-t)$

pour la limite sale $a_1 = 0,205 p \left(\frac{l}{\xi_{Tc}}\right)^{1/2}$

$$a_2 = (0,548 - 0,409p + 0,063 p^2) \frac{l}{\xi_{Tc}}$$

pour la limite propre: $a_1 = 0,214p$

$$a_2 = 0,614 - 0,458p + 0,069 p^2$$

où $\xi_{Tc} = \frac{\hbar v_F}{2\pi k T_c} = 0,882 \xi_0$ (ξ_0 défini en I.5)

Pour $T = 0$ $\frac{\delta H}{H_{c2}} = d_1 \left(\frac{l}{\xi_{Tc}}\right)^{1/2} + d_2 \left(\frac{l}{\xi_{Tc}}\right)$

où d_1 et d_2 sont définis seulement par le cas sale

$$d_1 = 0,171 p$$

$$d_2 = 0,379 - 0,283 p + 0,044 p^2$$

Nous avons représenté en figure 33 la variation de $\frac{H_{c3}}{H_{c2}}$ avec t

pour nos trois échantillons de plomb-indium. Les valeurs de $\frac{\xi_0}{l}$ sont inscrites dans le tableau I. Respectivement pour le Pb-50% In, Pb-10% In et Pb-3% In $\frac{l}{\xi_{Tc}} = 0,06 ; 0,178 ; 0,57$.

Le Pb-50% In est dans la limite sale ; on remarque que $\frac{H_{c3}}{H_{c2}}$ est indépendant de t et vaut 1,65. On pourrait penser

que l'écart entre cette valeur et la valeur théorique 1,695 est

dû à un mauvais alignement de H_0 avec la surface. SAINT-JAMES (1965) a calculé la dépendance de H_{c3} avec l'angle θ que fait le champ magnétique avec la surface ; pour des échantillons massifs et des petits angles, il trouve :

$$H_{c3}(\theta) = H_{c3}(0) (1 - 1,35 |\theta|)$$

L'angle θ qui donne $\frac{H_{c3}(\theta)}{H_{c2}} = 1,65$ est égal à $1,2^\circ$. Or

nous avons vu en VII.II.1 que le champ magnétique est orienté à $\pm 0,2^\circ$ de la surface de l'échantillon.

La théorie d'USADEL et SCHMIDT s'applique bien pour le Pb-10% In où $\frac{l}{\xi_0} \approx 0,2$. Pour déterminer le coefficient de diffusion p des électrons à partir de $\frac{H_{c3}}{H_{c2}}$, il faut connaître

avec précision la variation de ce rapport au voisinage de $t=1$; la dispersion des points expérimentaux ne le permet pas. De plus, on remarque que $\frac{H_{c3}}{H_{c2}}$ décroît nettement en dessous de sa valeur

théorique au voisinage de T_c . FISCHER (1969) a trouvé le même résultat. Or, dans cette région $\zeta(T)$ devient grand et le tégument superficiel peut s'étendre dans des régions à plus faible χ expliquant cette décroissance de $\frac{H_{c3}}{H_{c2}}$. Nous prenons pour $\frac{H_{c3}}{H_{c2}}$

à $t = 1$, la valeur moyenne de ce rapport par le Pb-50% In soit 1,65. Nous calculons $\frac{\delta H}{H_{c2}}$ à $t = 0$; avec $p = 0$, $\frac{\delta H}{H_{c2}} = 0,0675$ et avec $p = 1$, $\frac{\delta H}{H_{c2}} = 0,097$. On obtient $\frac{H_{c3}(0)}{H_{c2}(0)} = 1,76$ pour $p=0$ et

1,81 pour $p=1$. Expérimentalement on extrapole $\left. \frac{H_{c3}}{H_{c2}} \right|_{t \rightarrow 0}$ à ne valeur de 1,76. Mais nous ne pouvons pas déterminer la valeur de p en raison de toutes les hypothèses faites. Cependant nous pouvons conclure que la théorie d'USADEL et SCHMIDT donne bien le bon ordre de grandeur de la variation de $\frac{H_{c3}}{H_{c2}}$ pour les alliages sales avec $\frac{l}{\xi_0} < 1$.

La théorie précédente ne s'applique plus au Pb-3% In qui ne satisfait pas la condition $\frac{l}{\xi_0} < 1$. $\frac{H_{c3}}{H_{c2}}$ montre une variation très importante avec la température $\left. \frac{H_{c3}}{H_{c2}} \right|_{t \rightarrow 0} = 1,87$

qui se rapproche de la variation théorique pour le cas propre.

ANNEXE : RESISTANCE DE SURFACE DU PLOMB

Nous ne présentons pas ci-dessous une revue des théories et expériences faites sur les supraconducteurs de type I, mais plutôt quelques remarques au sujet de mesures préliminaires effectuées sur le plomb pur.

1°/ ORIENTATION PERPENDICULAIRE

La résistance de surface dans l'orientation perpendiculaire sur le plomb très pur (99,999%) est représentée en figure 34 à trois températures. A cause d'un effet démagnétisant, le champ magnétique pénètre dans l'échantillon à un champ $H_c^+ > H_c$ (1-10), ce qui est dû à une barrière qui s'oppose à la pénétration du flux comme nous l'avons indiqué en IV.II.3. Pour un champ $H_0 > H_c^+$ la variation de $\frac{R}{R_n}$ est linéaire jusqu'à $H_0 = H_c$. Nous avons tracé $\frac{R}{R_n}$ à $T = 1,36^\circ K$ en champ croissant et décroissant et trouvé une hystérésis aux faibles valeurs de H_0 mais $\frac{R}{R_n}$ est réversible lorsqu'il est tracé en fonction de B.

Pour $H_c^+ < H_0 < H_c$ le supraconducteur est dans l'état intermédiaire formé de régions supraconductrices et de régions normales.

La topologie de l'état intermédiaire a fait l'objet de nombreuses études (on dépose par exemple une poudre diamagnétique à la surface du supraconducteur ; celle-ci s'accumule sur les régions supraconductrices et s'écarte des régions normales). Deux différentes topologies conduisant à deux différents mécanismes ont été trouvées pour expliquer la résistance électrique de l'état intermédiaire (SOLOMON (1969)). Lorsque $B \sim H_c$ celui-ci est formé de régions supraconductrices isolées entourées par du matériau normal ; la structure est lamellaire et perpendiculaire au courant appliqué. La résistance électrique est due alors

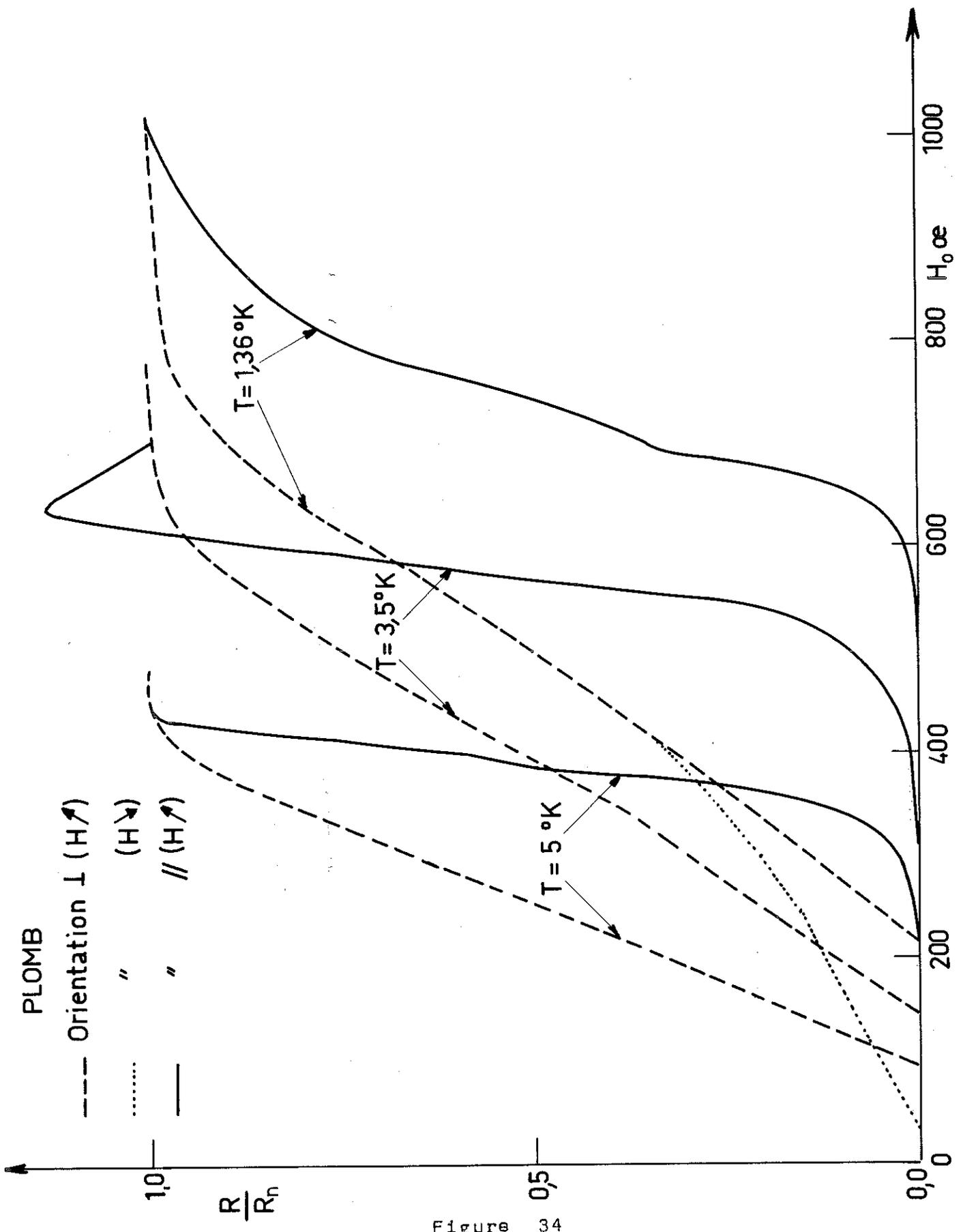


Figure 34

à la résistance ohmique des domaines normaux statiques. Lorsque B est faible $\left[< \frac{H_c}{2} \right]$ les régions supraconductrices sont connectées et après application d'un courant supérieur à un certain courant critique, on observe un déplacement des domaines et la résistance électrique est due à un écoulement du flux. MAKI (1969) a fait une théorie du déplacement du paramètre d'ordre $\Delta(r,t)$ sous l'action d'un champ électrique \vec{E} . Il a montré que, comme pour la structure d'Abrikosov d'un type II (voir chapitre VI) le paramètre d'ordre se déplace perpendiculairement à \vec{H}_0 et à \vec{E} et il a donné une expression de la résistivité de l'état intermédiaire pour $B \ll H_c(T)$.

Nos mesures de résistance de surface sur le plomb pur sont dans le régime de l'effet de peau anormal où le libre parcours moyen des électrons, l est très grand devant l'épaisseur de la couche de peau δ . Pour faire une théorie de la résistance de surface dans l'état intermédiaire, il faudrait connaître la structure des domaines au voisinage de la surface à l'échelle de la profondeur de pénétration λ car on a $\lambda \sim \delta$. Dans la limite non locale $\lambda = \lambda_L^{2/3} \xi^{1/3}$ où λ_L est la profondeur de pénétration de London et ξ la longueur de cohérence.

2°/ ORIENTATION TRANSVERSE

Sans champ magnétique, on ne peut exciter une paire de quasi particules que si l'énergie ^{des} photons incidents est supérieure à l'énergie de la bande interdite $2\Delta(T)$ à la température T considérée. Lorsque le supraconducteur est soumis à un champ magnétique des courants de Meissner sont induits à la surface dans une couche d'épaisseur λ formant écran par rapport au champ magnétique. Ces courants sont portés par les électrons condensés en paires dont l'énergie est augmentée par le terme $\vec{p} \cdot \vec{v}$, où \vec{p} est le moment d'un électron près de la surface de Fermi et \vec{v} la vitesse associée au courant Meissner définie par $\vec{v} = \frac{e\vec{A}}{mc}$ où \vec{A} est le potentiel vecteur. Or les électrons

qui contribuent sensiblement à la résistance de surface sont ceux qui font un parcours considérable dans la couche de peau, c'est à dire ceux qui ont une trajectoire presque parallèle à la surface ; ce sont les mêmes qui ont leur énergie modifiée de $\vec{p} \cdot \vec{v}$. BUDZINSKI et GARFUNKEL (1967), GARFUNKEL (1968) ont montré que l'absorption d'un photon d'énergie $\hbar\omega$ peut se faire simultanément avec une diffusion des électrons à la surface ceci ayant pour conséquence de réduire l'énergie nécessaire pour exciter un électron à travers la bande interdite d'un terme égal à $2\vec{p} \cdot \vec{v}$. L'énergie effective de la bande interdite s'écrit alors :

$$2 \Delta(H) = 2 \Delta(0) - \frac{2e v_F \lambda H}{c} = 2 \Delta(0) - 3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$$

Pour le Plomb à $H = H_c$ et $T = 0$ $\frac{2 e v_F \lambda H}{c} \approx 2 \Delta(0) = 3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$.

Aussi $2 \Delta(H_c)$ peut devenir inférieur à l'énergie des photons $\hbar\omega = 10^{-5} \text{ eV}$. Donc au voisinage de H_c le supraconducteur se comporte sans bande interdite et on doit s'attendre à une large augmentation de la résistance de surface. Pour $H > H_c$ une couche supraconductrice superficielle d'épaisseur Δ persiste jusqu'à $H = H_{c3}$. Cette couche a une épaisseur très grande devant ξ et λ à H_c (FINK et KESSINGER (1965)).

Dans la figure 34, nous avons représenté $\frac{R}{R_n}$ dans l'orientation transverse à trois températures caractéristiques de trois formes différentes de la variation de $\frac{R}{R_n}$.

Pour $4,7^\circ\text{K} < T < T_c$, $H_{c3} < H_c$ il n'y a pas de supraconductivité de surface. On observe une variation linéaire très rapide de $\frac{R}{R_n}$ avec H_0 au voisinage de H_c correspondant au depairage décrit ci-dessus.

Pour $1,5^\circ\text{K} < T < 4,7^\circ\text{K}$, on observe toujours une variation linéaire avec H_0 au voisinage de H_c , mais la résistance de surface croît au dessus de sa valeur à l'état normal. Ce comportement a déjà été observé par FISCHER et KLEIN (1968a) et (1968b) en étudiant la résistance de surface du plomb à 9,5GHz.

Ils ont suggéré que dans le régime de supraconductivité de surface en plus de l'absorption par le dépairage, il y avait absorption par les quasi-particules, la somme des deux processus pouvant donner une absorption supérieure à celle de l'état normal conduisant à un pic dans la variation de $\frac{R}{R_n}$ avec H_0 . Nous avons étudié la dépendance en température de ce pic et trouvé qu'à 3,5°K où il est maximum, la résistance de surface est 14% supérieure à R_n .

Enfin, pour $T < 1,5^\circ\text{K}$, nous n'observons plus de pic dans $\frac{R}{R_n}$.

Qualitativement, le mécanisme de dépairage proposé par BUDZINSKI et GARFUNKEL explique la variation de $\frac{R}{R_n}$ auprès de H_c , mais il serait souhaitable d'avoir une théorie pour expliquer cette absorption supérieure à celle de l'état normal.

3°/ MESURE DES CHAMPS CRITIQUES

Il y a un intérêt théorique à la mesure du champ critique H_{c3} du plomb; en effet il existe deux théories qui ont calculé $\left. \frac{dH_{c3}}{dT} \right|_{T=T_c}$ dans le cas d'un supraconducteur à fort couplage.

EILENBERGER et AMBEGAOKAR (1967) calculent $\left. \frac{dH_{c3}}{dT} \right|_{T=T_c}$ comme étant le produit de $\left. \frac{dH_{c3}}{dT} \right|_{T=T_c}$ dans le cas du faible couplage

(ou B.C.S.) par un facteur de correction qui ne fait intervenir que des paramètres mesurables. Ils calculent par le plomb

$\left. \frac{dH_{c3}}{dT} \right|_{T=T_c} = -182 \text{ oe}/^\circ\text{K}$. YORKE et BARDASIS (1967) ont introduit le spectre de phonons du plomb et calculent

$\left. \frac{dH_{c3}}{dT} \right|_{T=T_c} = -150 \text{ Oe}/^\circ\text{K}$. Expérimentalement FISCHER (1968)

a trouvé $\left. \frac{dH_{c3}}{dT} \right|_{T=T_c} = -187,5 \text{ Oe}/^\circ\text{K}$ et SMITH et CARDONA

(1968) - 138 Oe/°K. Il faut remarquer que H_{c3} n'est pas observé

Jusqu'à T_c . FISCHER n'observe H_{c3} que jusqu'à $T = 5,5^\circ\text{K}$ et il faut une extrapolation vers $T = T_c$. Pour s'affranchir de cette difficulté KIRSCHENBAUM et KAO (1969) ont mesuré H_{c3} du $\text{Pb} + 0,25\% \text{Bi}$ qui reste un supraconducteur pur de type I à fort couplage mais où le paramètre κ est suffisamment augmenté pour que $H_{c3} > H_c$ à toutes températures.

Dans la figure 35, nous avons représenté la variation de H_{c3} et de H_c (DECKER et al (1968)) avec la température. Pour notre échantillon $H_{c3}(T) = H_c(T)$ à $T = 4,5^\circ\text{K}$. Mais nous avons tracé la pente de $H_{c3}(T)$ auprès de T_c d'après le calcul d'EILENBERGER et d'AMBEGAOKAR. Nous remarquons que $H_{c3}(T)$ présente une concavité auprès de T_c ; cela a été remarqué par FISCHER et KIRSCHENBAUM et KAO et prévu par LÜDERS (1967) qui a expliqué la dépendance en température de H_{c3} en supposant qu'une proportion p des électrons était diffusée à la surface (voir chapitre VII.3).

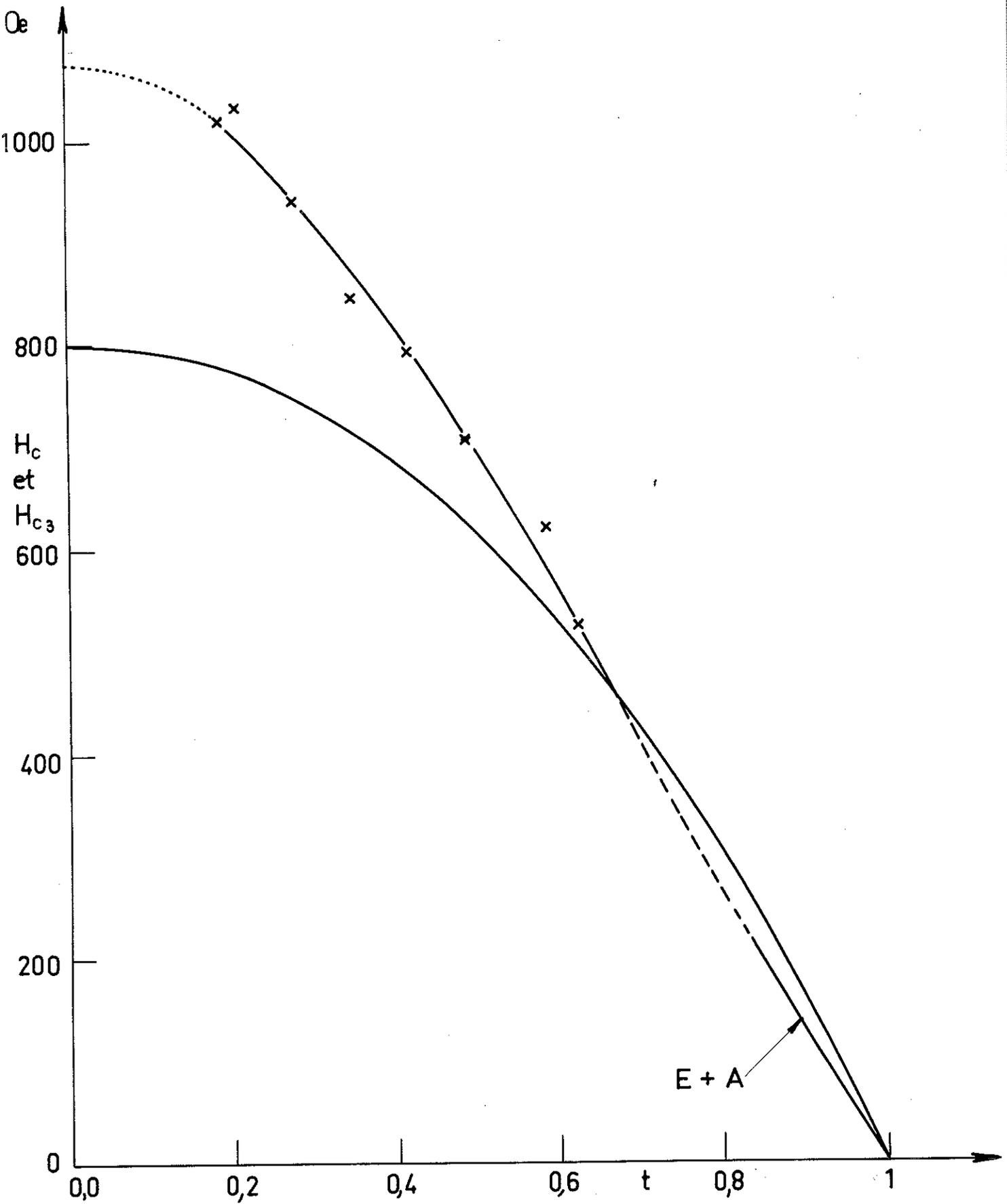


Figure 35

APPENDICE ADETAILS DE LA CONSTRUCTION D'UNE LIGNE COAXIALE 50 OHMS

L'impédance caractéristique d'une ligne formée de conducteurs et d'un milieu diélectrique sans pertes est :

$$Z_0 = \left(\frac{L}{C} \right)^{\frac{1}{2}}$$

où L est l'inductance et C la capacité par unité de longueur de ligne. Si a et b sont respectivement le rayon extérieur du tube intérieur et le rayon intérieur du tube extérieur de la ligne coaxiale,

$$C = 2\pi\epsilon_0 \frac{\left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0}\right)}{\log\left(\frac{b}{a}\right)} \quad \text{et} \quad L = \frac{1}{2\pi} \mu_0 \log\left(\frac{b}{a}\right)$$

où ϵ_0 et μ_0 sont la permittivité et la perméabilité du vide, (ϵ/ϵ_0) la permittivité relative du diélectrique dans l'espace entre les conducteurs. Alors :

$$Z_0 = 60 \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \log\left(\frac{b}{a}\right) \quad \text{ohms}$$

Avec les conducteurs que nous avons utilisés pour les lignes dans notre cryostat $2b = 3,6$ mm, $2a = 1,5$ mm et avec le vide pour diélectrique $Z_0 = 52,5$ ohms. Pour servir de support au conducteur central et ramener l'impédance de la ligne à 50 ohms, on a utilisé des espaceurs en téflon d'épaisseur $D = 1$ mm placés à intervalle régulier S petit devant la longueur d'onde. JACKSON (1958) donne la permittivité relative d'une ligne coaxiale avec ces espaceurs $(\epsilon/\epsilon_0)_{\text{eff}} = 1 + (\epsilon/\epsilon_0 - 1)D/S$. On détermine S pour que $Z_0 = 50$ ohms, soit $S = 10$ mm avec $\frac{\epsilon}{\epsilon_0} = 2,12$ pour le téflon à 3 GHz.

APPENDICE B

CALCUL DE $\frac{R}{R_n}$ A PARTIR DES COURBES DE RESONANCE

Un circuit presque équivalent au circuit haute fréquence a été donné en figure 2a. Il a été étudié par GILCHRIST dont nous reprenons ici l'analyse. Le résonateur est représenté par un circuit R_2, L_2, C_2 couplé magnétiquement aux deux côtés de la boucle de couplage (mutuelle M_{o2} pour chaque côté).

Introduisons les paramètres dont nous avons besoin pour l'analyse du circuit

- Z_1 impédance de la ligne
 L_o self de chaque moitié de la boucle de couplage
 M_{oo} mutuelle entre les 2 moitiés de la boucle ; l'inductance complète de la boucle est $L_1 = 2 L_o + 2 M_{oo}$
 C_1 capacité du tube d'accordage
 ω_o fréquence intrinsèque de résonance de l'échantillon
 $= (L_2 C_2)^{-1/2}$
 $\delta\omega = \omega - \omega_o$; $\delta = 2 Q \frac{\delta\omega}{\omega_o}$; $\delta\omega \ll \omega_o$
 Q facteur de surtension intrinsèque de l'échantillon
 $= R_2^{-1} L_2^{1/2} C_2^{-1/2}$
 M_{o2} mutuelle entre la moitié de la boucle et l'échantillon
 C constante d'intensité de résonance ;
 $C = \frac{2 \omega_o Q M_{o2}^2}{L_2 Z_1}$

$$\text{et } A = \frac{C}{Q(1 + S^2)} = \frac{2 \omega_o M_{o2}^2}{(1 + S^2) L_2 Z_1}$$

$$\left. \begin{aligned} \lambda &= \frac{\omega_0 L_0}{Z_1} \\ \mu &= \frac{\omega_0 M_{00}}{Z_1} \end{aligned} \right\} S = \lambda + \mu = \frac{\omega_0 L_1}{2Z_1}$$

$$2V_0 e^{i\omega t} \quad \text{tension fournie par le générateur}$$

$$t = \frac{V_x}{V_0} = \frac{Z_1 I_x}{V_0} \quad \text{coefficient de transmission en tension}$$

$$T = |t|^2 \quad \text{coefficient de transmission en puissance}$$

$$M = \quad \text{valeur minimale de } T \text{ (au centre de la résonance)}$$

$$Y = \frac{1}{\sqrt{M}} - 1$$

$$\Delta \quad \text{différence de fréquence entre 2 points où } T = \frac{1}{2} (1 + M)$$

$$D \quad \text{différence de fréquence entre 2 points où } T^{-1} = \frac{1}{2} (1 + M^{-1})$$

$$\frac{1}{2} (I_0 + I_x) = I_1$$

$$\frac{1}{2} (I_0 - I_x) = I_{HD}$$

Ecrivons les équations des circuits :

$$\text{circuit 0} \quad 2V_0 = Z_1 I_0 + i\omega_0 L_0 I_0 + i\omega_0 M_{02} I_2 + i\omega_0 M_{00} I_x + \frac{I_0 - I_x}{i\omega_0 C_1}$$

$$\text{circuit x} \quad 0 = Z_1 I_x + i\omega_0 L_0 I_x + i\omega_0 M_{02} I_2 + i\omega_0 M_{00} I_0 + \frac{I_x - I_0}{i\omega_0 C_1}$$

$$\text{circuit 2} \quad 0 = (i\omega L_2 + R_2 + 1/i\omega C_2) I_2 + i\omega_0 M_{02} (I_0 + I_x)$$

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{-2i\omega_0 M_{02}}{R_2 + (i\omega_0 L_2 + 1/i\omega_0 C_2) + i\delta\omega L_2 + i\delta\omega/\omega_0^2 C_2} = 2iQ M_{02}/L_2 \cdot (1 + i\delta)^{-1}$$

$$2V_0 = 2Z_1 I_1 + 2i\omega_0 (L_0 + M_{00}) I_1 + 2i\omega_0 M_{02} I_2$$

$$\frac{V_0}{I_1} = Z_1 + i\omega_0(L_0 + M_{00}) + 2\omega_0 Q M_{02}^2 L_2^{-1} (1 + i\delta)^{-1}$$

$$\frac{V_0}{I_1 Z_1} = 1 + i\lambda + i\mu + c(1 + i\delta)^{-1}$$

$$2 V_0 = 2 Z_1 I_{HD} + 2 i\omega_0 (L_0 - M_{00}) I_{HD} + 4 I_{HD} / i\omega_0 C_1$$

$$\frac{V_0}{I_{HD} Z_1} = 1 + i\lambda - i\mu + 2 / i\omega_0 C_1 Z_1$$

$$\text{or } t = (V_0 / I_1 Z_1)^{-1} - (V_0 / I_{HD} Z_1)^{-1}$$

$$\text{soit } t = [1 + i\lambda + i\mu + c(1 + i\delta)^{-1}]^{-1} - [1 + i\lambda - i\mu + 2 / i\omega_0 C_1 Z_1]^{-1}$$

En absence d'échantillon $C = 0$ et le circuit est accordé en choisissant C_1 tel que $|t| = 1$ ce qui donne la condition

$$(\lambda + \mu)(\lambda - \mu - 2 / \omega_0 C_1 Z_1) = -1$$

$$\text{ou } \frac{2}{\omega_0 C_1 Z_1} = \lambda - \mu + \frac{1}{\lambda + \mu}$$

Alors, avec échantillon :

$$t = [1 + is + c(1 + i\delta)^{-1}]^{-1} - [1 - i/s]^{-1}$$

$$= \frac{1 - i/s - [1 + is + c(1 + i\delta)^{-1}]}{[1 - i/s][1 + is + c(1 + i\delta)^{-1}]}$$

$$= \frac{-i(s + 1/s)(1 + i\delta) - c}{[1 - i/s][(1 + is)(1 + i\delta) + c]}$$

$$\begin{aligned}
 T &= \frac{[-c + \delta(s+1/s)]^2 + (s+1/s)^2}{(1+s^{-2})[(c+1-s\delta)^2 + (s+\delta)^2]} \\
 &= 1 - \frac{c^2 + 2(1+s^2)c}{[(1+s^2)\delta - sc]^2 + (c+1+s^2)^2} \\
 &= 1 - \frac{(AQ+1)^2 - 1}{(\delta - sAQ)^2 + (AQ+1)^2}
 \end{aligned}$$

1°) La résonance est centrée à $\delta = sAQ$ c'est-à-dire

$\delta\omega/\omega_0 = sA/2$ où si ω_r est la fréquence de résonance de l'échantillon :

$$\omega_r = \omega_0 \left(1 + \frac{1}{2}sA\right)$$

La position du centre de la résonance ne dépend pas de Q

Alors : $M = (1 + AQ)^{-2}$ ou $Q = \frac{1}{A} \left(\frac{1}{\sqrt{M}} - 1 \right) = \frac{Y}{A}$

Or $\frac{1}{Q}$ est linéaire avec toutes les pertes ; dans un champ magnétique H et à une température T on a :

$$\frac{1}{Q(H,T)} = \gamma R(H,T) + \frac{1}{Q(0,T)}$$

γ est une constante dépendant de la géométrie du résonateur $\frac{1}{Q(0,T)}$ correspond aux pertes qui se produisent ailleurs que dans l'échantillon.

On cherche la résistance de surface à l'état normal avec un champ magnétique suffisant. On évalue $Q(0,T)$ avec l'échantillon dans l'état supraconducteur. Le rapport de la

résistance de surface à un champ H donné par rapport à sa résistance à l'état normal est donné par la relation :

$$\frac{R(H, T)}{R_n(T)} = \frac{Y_0/Y_H - 1}{Y_0/Y_N - 1}$$

Grâce à un programme mis au point par M. BROCHIER, nous avons pu obtenir très rapidement les résultats de R/R_n en fonction du champ magnétique.

2°)

$$T = \frac{1}{2}(1+M) \quad \text{lorsque } (\delta - sAQ) = \pm (1+AQ)$$

$$\Delta = \frac{\omega_0}{2Q} 2(1+AQ) = \omega_0 \left(\frac{1}{Q} + A \right) = \omega_0 Q^{-1} M^{-1/2}$$

La mesure de M ne donne qu'une valeur relative de Q ; la mesure de M et de Δ donne la valeur absolue de Q soit :

$$Q = \Delta^{-1} \omega_0 M^{-1/2}$$

3°) Avec la valeur de M trouvée au 2°)

$$T = 1 - \frac{1-M}{1+M(\delta-sAQ)^2}$$

$$= \frac{2M}{1+M} \quad \text{lorsque } (\delta-sAQ) = \pm 1$$

A ce moment-là $T^{-1} = \frac{1}{2}(1+M^{-1})$

d'où $Q = \frac{\omega_0}{D}$

CONCLUSIONS

Les mesures de résistance de surface sont un moyen très efficace pour étudier les propriétés des supraconducteurs. Nous avons présenté un ensemble de mesures sur deux systèmes métallurgiques : les alliages de Nb-Ta et de Pb-In ; dans ce dernier système, nous avons fait varier le libre parcours moyen des électrons d'un facteur 10 et étudié toute la gamme de température réduite. La fréquence de nos mesures est suffisamment basse par rapport à l'énergie de cohésion des paires pour que la conductivité de l'état mixte soit identique à celle en continu, ce que nous avons vérifié en comparant les mesures de résistivité différentielle dérivées des mesures de $\frac{R}{R_n}$ et celles obtenues directement en continu. Au voisinage de la température critique, lorsque $\hbar\omega \sim \epsilon_0(T)$, il est nécessaire de tenir compte de la dépendance en fréquence de la conductivité, ce qui donne un accord qualitatif du comportement de la résistance de surface à $H \approx H_{c2}$ auprès de T_c . La mesure de la résistance de surface, en fonction de la température, nous a permis d'obtenir le paramètre $\kappa_2(t)$ pour trois alliages de plomb-indium et une comparaison avec les mesures de $\kappa_2(t)$ obtenues par aimantation donne un bon accord du moins tant que les alliages restent dans la limite sale ($\ell \ll \xi_0$) où la théorie s'applique. Nous avons vu que les mesures de la résistance de surface dans un champ $H \approx H_{c3}$ parallèle à la surface, doivent être interprétées d'une manière qui donne une différente fonction $\kappa_2(t)$.

De nouveaux travaux expérimentaux et théoriques doivent être faits pour clarifier la situation. En effet, ni l'une ni l'autre série de résultats ne donnent un accord avec le $\kappa_2(t)$ théorique, calculé dans la limite de faible couplage. En effet, les alliages à base de Plomb sont à fort couplage

et on a pensé que la déviation, par exemple, du rapport $\frac{\kappa_2(0)}{\kappa}$ de la valeur théorique, était due au fort couplage. Or, USADEL vient de montrer que le fort couplage ne fait augmenter $\frac{\kappa_2(0)}{\kappa}$ que de 10 % à peu près et il faut chercher une autre explication de la valeur anormalement élevée de ce rapport. D'autres mesures sur des alliages à couplage faible doivent être faites.

A partir des valeurs de H_{c3} obtenues par les mesures de $\frac{R}{R_n}$ en champ parallèle et de H_{c2} en champ perpendiculaire, la variation du rapport $\frac{H_{c3}}{H_{c2}}$ a été déterminée et expliquée à l'aide de nouvelles théories.

Des mesures préliminaires sur le Plomb pur ont montré que sous certaines conditions de température, lorsque le champ magnétique est parallèle à la surface et inférieur à H_{c3} la résistance de surface peut être notablement supérieure à sa valeur à l'état normal ; nous n'avons pu que décrire la variation de la résistance de surface mais un large sujet d'étude reste ouvert.

B I B L I O G R A P H I E

- ABRIKOSOV A.A. - 1957 - J.E.T.P. URSS, 32, 1442
Soviet Physics J.E.T.P. 5, 1174
- ABRIKOSOV A.A. - 1964 - Zh. Eksperim. i Teor. Fiz 47, 720
1965 - Soviet Physics J.E.T.P. 20, 480
- ABRIKOSOV A.A., GORKOV L.P. et KHALATNIKOV I.M.
- 1958 - J.E.T.P. URSS 35, 265
- 1959 - Soviet Physics J.E.T.P. 8, 182
- ABRIKOSOV A.A. et GORKOV L.P.
- 1960 - Zh. Eksperim. i Teor. Fiz 39, 1781
- 1961 - Soviet Physics J.E.T.P. 12, 1243
- ABRIKOSOV A.A., KEMOKLIDGE M.P. et KHALATNIKOV I.M.
- 1965 - J.E.T.P. URSS 48, 765
- 1965 - Soviet Physics J.E.T.P. 21 506
- ADLER J.G., JACKSON J.E. et WILL T.A.
- 1967 - Phys. Lett. 24A, 407
- ALLAIN J.L. - 1970 - Thèse présentée à l'Université
de Grenoble
- AUTLER S., ROSENBLUM E.S. et GOEN K.H.
- 1962 - Phys. Rev. Lett. 9, 489
- AXT C.J. et JOINER W.C.H.
- 1968 - Phys. Rev. Lett. 21, 1168
- BARDEEN J., COOPER L.N. et SCHRIEFFER J.R.
- 1957 - Phys. Rev. 108, 1175
- BARDEEN J. et SCHRIEFFER J.R.
- 1961 - dans Progress in Low Temperature
Physics, Vol.III, p. 243, édité par
C.J. GORTER, North-Holland Publishing
Company, Amsterdam.

BARDEEN J. et STEPHEN M.J.

- 1965 - Phys. Rev. I40, A 1197

BARNES L.J. et FINK H.J.

- 1966 - Phys. Lett. 20, 583

BEAN C.P.

- 1964 - Rev. Mod. Phys. 36, 31

BERLINCOURT T.G. et HAKE R.R.

- 1963 - Phys. Rev. I31, I40

BIONDI M.A. et GARFUNKEL M.P.

- 1959 - Phys. Rev. I16, 853

BIONDI M.A., GARFUNKEL M.P. et THOMPSON W.A.

- 1964 - Phys. Rev. I36, A I47I

BON MARDION G., GOODMAN B.B. et LACAZE A.

- 1965 - J. Phys. Chem. Solids 26, II43

BORCHERDS P.H., GOUGH L.E., VINEN W.F. et WARREN A.C.

- 1964 - Phil. Mag. 10, 349

BUDZINSKI W.V. et GARFUNKEL M.P.

- 1967 - Proceedings of the Xth International
Conference on Low Temperature Phy-
sics, Moscow.

CAPE J.A. et ZIMMERMAN J.M.,

- 1967 - Phys. Rev. I53, 416

CAPE J.A. et SILVERA I.F.

- 1968 - Phys. Rev. Lett. 20, 326

CARDONA M., FISCHER G. et ROSENBLUM B.

- 1964 - Phys. Rev. Lett. 12, IOI

CARDONA M., GITTLEMAN J. et ROSENBLUM B.

- 1965 - Phys. Lett. 17, 92

CAROLI C., CYROT M. et DE GENNES P.G.

- 1966 - Solid State Comm. 4, 17

- CAROLI C., DE GENNES P.G. et MATRICON J.
- 1963 - Phys. Mat. Cond. I, 176
- CAROLI C. et MAKI K.
- 1967 a - Phys. Rev. 159, 306
- CAROLI C. et MAKI K.
- 1967 b - Phys. Rev. 159, 316
- CAROLI C. et MAKI K.
- 1967 c - Phys. Rev. 164, 591
- CHAMBERS R.G. - 1952 - Proc. Roy. Soc. A 215, 481
- CLEM J.R. - 1968 - Phys. Rev. Lett. 20, 735
- CULBERT H.V., FARRELL D.E. et CHANDRASEKHAR B.S.
- 1969 - Solid State Comm. 7, 571
- DECKER D.L., MAPOTHER D.E. et SHAW R.W.
- 1958 - Phys. Rev. 112, 1888
- DE GENNES P.G. - 1964 - Phys. Mat. Cond. 3, 79
- DE GENNES P.G. et MATRICON J.
- 1964 - Rev. Mod. Phys. 36, 45
- DE GENNES P.G. - 1966 - Superconductivity of metals and alloys. Edited par W.A. BENJAMIN, Inc. New-York.
- DOIDGE P.R., KWAN SIK-HUNG et TILLEY D.R.
- 1966 - Phil. Mag. 13, 795
- EILENBERGER G. - 1966 - Phys. Rev. 153, 584
- EILENBERGER G. et AMBEGAOKAR V.
- 1967 - Phys. Rev. 158, 332
- FARREL D.E., CHANDRASEKHAR B.S. et HUANG S.
- 1968 - Phys. Rev. 176, 562
- FARREL D.E., CHANDRASEKHAR B.S. et CULBERT H.V.
- 1969 - Phys. Rev. 177, 694
- FIETZ W.A. et WEBB W.W.
- 1967 - Phys. Rev. 161, 423

- FINK H.J. - 1965 - Phys. Lett. 19, 364
- FINK H.J. - 1969 - Phys. Rev. 177, 732
- FINK H.J. et BARNES L.J.
- 1965 - Phys. Rev. Lett. 15, 792
- FINK H.J. et KESSINGER R.D.
- 1965 - Phys. Rev. 140, A 1937
- FINK H.J. et KESSINGER R.D.
- 1967 - Phys. Lett. 25A, 357
- FINNEMORE D.K., STROMBERG T.F. et SWENSON C.A.
- 1966 - Phys. Rev. 149, 231
- FIORY A.T. et SERIN B.
- 1967 - Phys. Lett. 25A, 557
- FISCHER G. - 1964 - Phys. Rev. 135, A 1202
- FISCHER G. - 1968 - Phys. Rev. Lett. 20, 268
- FISCHER G. - 1969 - Solid State Comm. 7, 6II
- FISCHER G. et KLEIN R.
- 1968 a - Phys. Mat. Cond. 7, 12
- FISCHER G. et KLEIN R.
- 1968 b - Phys. Rev. 165, 578
- FISCHER G. et MAKI K.
- 1968 - Phys. Rev. 176, 581
- FISCHER G., McCONNEL R.D., MONCEAU P. et MAKI K.
- 1970 - à paraître dans Phys. Rev.
- FOGEL' I.Ya., VOLOTSKAYA V.G., KOROVIN L.N. et DMITRENKO I.M.
- 1969 - J.E.T.P. Lett. 9, 180
- FRENCH R.A. et LOWELL J.
- 1968 - Phys. Rev. 173, 504
- GARFUNKEL M.P. - 1968 - Phys. Rev. 173, 516
- GILCHRIST J. 1^e G.
- 1966 - Proc. Roy. Soc. A295, 399
- GILCHRIST J. 1^e G. et MONCEAU P.
- 1968 - Phil. Mag. 18, 237
- GILCHRIST J. 1^e G. et MONCEAU P.
- 1970 - à paraître dans Proc. Phys. Soc.

- GINSBURG V.L. et LANDAU L.D.
- 1950 - J.E.T.P. (URSS) 20, 1064
- GITTLEMAN J.I. et ROSENBLUM B.
- 1966 - Phys. Rev. Lett. 16, 734
- GOODMAN B.B. - 1962 - I.B.M. J. Res. Develop. 6, 63
- GOODMAN B.B. - 1966 - Reports on Progress in Physics 29, 445
- GOODMAN B.B. et KUHN G.
- 1968 - Le Journal de Physique 29, 240
- GOR'KOV L.P. - 1959 - Zh Eksperim. i Teor. Fiz 37, 1407
- 1960 - Soviet Phys. J.E.T.P. 10, 998
- GORTER C.J. et CASIMIR H.B.G.
- 1934 - Physica I, 306
- HACKETT Jr, W.H.H., MAXWELL E. et KIM Y.B.
- 1967 - Phys. Lett. 24A, 663
- HANSEN M. - 1958 - Constitution of Binary Alloys
Mc Graw Hill, New-York
- HART H.R. et SWARTZ P.S.
- 1967 - Phys. Rev. 156, 403
- voir aussi
SWARTZ P.S. et HART H.R.
- 1965 - Phys. Rev. 138, A 818
- HU, CHIA-REN et KORENMAN V.
- 1969 a - Phys. Rev. 178, 684
- HU, CHIA-REN et KORENMAN V.
- 1969 b - Phys. Rev. 185, 672
- IKUSHIMA A. et MIKUSAKI T.
- 1969 - J. Phys. Chem. Solids 30, 873
- JACKSON W. - 1958 - High Frequency Transmission Lines
Methuen's Monographs, Londres
- KIM Y.B., HEMPSTEAD C.F. et STRNAD A.R.
- 1965 - Phys. Rev. 139, A 1163
- KIRSCHENBAUM J. et KAO Y.H.
- 1969 - Phys. Rev. Lett. 22, 1177

- KLEIN R., FISCHER G. et Mc EVOY J.P.
- 1966 - Solid State Comm. 4, 361
- KULIK I.O.
- 1968 - Zh Eksperim. i Teor. Fiz 55, 889
- 1969 - Soviet Phys. J.E.T.P. 28, 461
- LANDAU L.D. et LIFCHITZ E.
- 1966 - Mécanique Quantique
Editions MIR, Moscou
- LEUPOLD H.A. et BOORSE H.A.
- 1964 - Phys. Rev. 127, 1881
- LONDON H.
- 1940 - Proc. Roy. Soc. A 176, 522
- MAKI K.
- 1964 - Physics 1, 21
- MAKI K.
- 1968 - Prog. Theor. Phys. 39, 1165
- MAKI K.
- 1969 a - J. Low Temp. Phys. 1, 45
- voir aussi
- MAKI K. - 1968 - Phys. Rev. Lett. 21, 1755
- MAKI K.
- 1969 b - Papier présenté à la conférence
sur la science de la supraconductivité
Stanford, août 1969
- MAKI K.
- 1969 c - dans Treatise on superconductivity
p. 1035, édité par R.D. Parks
Marcel-Dekker Inc., New-York
- MAKI K.
- 1969 d - Prog. Theor. Phys. 42, 448
- MAKI K. et FISCHER G.
- 1969 - Phys. Rev. 184, 472
- MILLER P.B.
- 1960 - Phys. Rev. 118, 928
- MATTIS D.C. et BARDEEN J.
- 1958 - Phys. Rev. 111, 412
- MEISSNER H.
- 1965 - Phys. Rev. 139, A 1920
- NEMBACK E.
- 1968 - J.C.P.S. 29, 1205
- NOZIERES P. et VINEN W.F.
- 1966 - Phil. Mag. 14, 667
- ONNES K.H.
- 1911 - Leiden Comm. I22 b - I24 c

- PARK J.G. - 1965 - Phys. Rev. Lett. 15, 352
- PARK J.G. - 1966 - Phys. Rev. Lett. 16, 1196
- PHILLIPS N.E., LAMBERT M.H. et GARDNER W.R.
- 1964 - Rev. Mod. Phys. 36, 131
- PIPPARD A.B. - 1947 - Proc. Roy. Soc. A 191, 370
- PIPPARD A.B. - 1950 - Proc. Roy. Soc. A 203, 210
- RAGAN G.L. - 1948 - Microwave Transmission circuits M.I.T.
Mc Graw Hill Book Company Inc.
New-York
- REUTER G.E.H. et SONDEIMER E.H.
- 1948 - Proc. Roy. Soc. A 195, 336
- ROSENBLUM B., GITTLEMAN J.I. et ROTHWARF A.
- 1968 - p. 951, Proc. of the IIE conference
on Low Temperature Physics
édité par J.F. Allen
- ROTHWARF A., GITTLEMAN J.I. et ROSENBLUM B.
- 1967 - Phys. Rev. 155, 370
- SAINT-JAMES D. - 1965 - Phys. Lett. 16, 218
- SAINT-JAMES D. et DE GENNES P.G.
- 1963 - Phys. Lett. 7, 306
- SCHAWLOW A.L. et DEVLIN G.E.
- 1959 - Phys. Rev. 113, 120
- SCHMID A. - 1966 - Phys. Cond. Mat. 5, 302
- SEKULA S.T. et KERNOHAN R.H.
- 1969 - J. Phys. Chem. Solids 27, 1863
- SHMIDT V.V. - 1967 - Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. 53, 936
- 1968 - Soviet Phys. J.E.T.P. 26, 566
- SMITH F.W. et CARDONA M.
- 1968 - Solid State Comm. 6, 37
- SOLOMON P.R. - 1969 - Phys. Rev. 179, 475
- TINKHAM M. - 1962 - Low Temperature Physics p. 149
édité par G. Dewitt, B. Dreyfus,
P.G. De Gennes
Gordon et Breach, New-York.

- THOMPSON R.S. - 1970 - à paraître
- USADEL K.D. - 1970 - à paraître
- USADEL K.D. et SCHMIDT A.
- 1969 - Z. Physik 221, 35
- VAN DER HOOVEN B.J.C. et KEESOM Jr et P.H.
- 1965 - Phys. Rev. 137, A 103
- VAN VIJFEIJKEN A.G. et NIESSSEN A.K.
- 1965 - Phillips Res. Rep. 20, 505
- VINEN W.F. et WARREN A.C.
- 1967 - Proc. Phys. Soc. 91, 399 et 91, 409
- VOLGER J., STAAS F.A. et VAN VIJFEIJKEN A.G.
- 1964 - Phys. Lett. 9, 303
- WALDRAM - 1964 - Advance in Physics, 13, I
- WORNER H.K. et WORNER H.W.
- 1940 - J. Inst. Metals 66, 45
- YORKE E. et BARDASIS A.
- 1967 - Phys. Rev. 159, 344

Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le

Le Président de la thèse

VU, et permis d'imprimer

Grenoble, le

Le Doyen de la Faculté des Sciences