

T0027
1967/DS

THESES PRESENTEES

1967. 3
(043) D.E.

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE GRENOBLE

pour obtenir le grade

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

(Mention Sciences Appliquées)

par

MICHAEL ROBERT WERTHEIMER

M.A., B.A. Sc. (TORONTO)

PREMIERE THESE

ETUDE DES SAUTS DE FLUX DANS DES SUPRACONDUCTEURS DE LA DEUXIEME ESPECE

DEUXIEME THESE

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

SOUTENUES LE 12 JUIN 1967 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

M. L. WEIL

Président

MM. B.B. GOODMAN

A. LACAZE

Examineurs

Ph. SENDEL

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur L. WEIL, Directeur du Centre de Recherches sur les Très Basses Températures, dont l'initiative personnelle a été l'un des facteurs principaux qui a rendu possible mon séjour en France.

J'adresse mes vifs remerciements au Dr. B.B. GOODMAN pour m'avoir proposé ce sujet, pour son aide et ses conseils, ainsi qu'au Dr. J. le G. GILCHRIST dont l'étroite collaboration m'a été très précieuse pour assurer le succès de ce travail.

Les conseils et l'assistance de Monsieur le Professeur A. LACAZE, et du Dr. J.R. KEYSTON, également, m'ont été de très grande valeur.

Je suis très sensible à l'honneur qu'à bien voulu m'accorder Monsieur le Professeur Ph. SENDEL, Directeur du Laboratoire de Zoologie de l'Université de Grenoble, en acceptant de faire partie du Jury.

Je témoigne toute ma gratitude à mes collègues pour leur aide amicale et efficace à laquelle j'ai eu souvent recours. Je pense, tout particulièrement, à Messieurs J.C. VALLIER, P. HAEN et H. REYNAUD.

Mes remerciements vont également à tout le personnel du Laboratoire et, en particulier, à Monsieur J. GENESTE.

Ce travail a été effectué sous contrat de la « Direction des Recherches et Moyens d'Essais » et a été financé en partie par « L'AIR LIQUIDE » (CANADA), Ltée, que je tiens à remercier en la personne de son Président, Monsieur P. SALBAING.

IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX	73
A.) Quelques caractéristiques qualitatives des sauts de flux	73
B.) Répartitions macroscopiques de flux	80
C.) Mesures quantitatives des vitesses des sauts de flux	87
V - DISCUSSION ET INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX	91
A.) Discussion de la vitesse des sauts de flux	91
B.) Comparaison entre la théorie et les vitesses mesurées expérimentalement	96
C.) Conditions de déclenchement d'un saut de flux	98
D.) Fin d'un saut de flux	106
CONCLUSION	109
ANNEXES	
A.) L'effet Faraday	110
(a) Introduction	110
(b) Résultats expérimentaux	111
B.) Mise en évidence de courants de surface à l'aide de courbes d'aimantation	119
C.) La force d'interaction apparente entre des régions de flux macroscopiques	123
D.) Vitesse des sauts de flux calculée d'après des considérations thermodynamiques	127
E.) Le champ à une distance X de l'équateur d'un sphéroïde aplati diamagnétique	129
REFERENCES	138

où $\underline{J} = \frac{1}{4\pi} \text{rot rot } \underline{a}$ est la densité de courant. Gor'kov (1959) a démontré que les équations (1-2) et (1-3) peuvent être obtenues à partir de la théorie microscopique de la supraconductivité de Bardeen, Cooper et Schrieffer (BCS) (1957) donnant ainsi la preuve qu'elles sont absolument rigoureuses à T_c . Gor'kov ainsi que d'autres auteurs (voir par exemple Maki et Tsuzuki 1965, Neumann et Tewordt 1966) ont montré comment la théorie de G-L peut être modifiée pour être valable à une autre température.

Les succès les plus remarquables de la théorie de G-L sont liés à la prédiction de deux longueurs caractéristiques. La première, qu'on appelle la longueur de cohérence $\xi(T)$, définit l'échelle de la variation de ψ dans l'espace autour d'un point donné dans le supraconducteur. Pour un matériau très pur, dans lequel le libre parcours moyen d'un électron est grand, Gor'kov a trouvé

$$\xi(T) = 0.74 \xi_0 \left(\frac{T_c}{T_c - T} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1-4)$$

ξ_0 est un paramètre fondamental donné par la théorie de BCS

$$\xi_0 = 0.18 \frac{\hbar V_F}{K T_c}$$

V_F étant la vitesse de Fermi. Le ξ défini par (1-4) est relié à la portée de cohérence, introduite antérieurement par Pippard (1950a) d'après des considérations d'entropie.

Le deuxième paramètre longueur, $\lambda(T)$, représente la profondeur à laquelle peut pénétrer à l'intérieur du supraconducteur un faible champ magnétique extérieur. Lorsque ψ est indépendant de la position, (1-3) se réduit à une équation du type London

$$\text{rot } \underline{J} = \frac{\alpha}{\beta} \frac{4e^2}{mc} \underline{h}$$

Celle-ci implique que le champ décroît exponentiellement dans le supraconducteur, la profondeur de pénétration calculée par Gor'kov étant

$$\lambda(T) = \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_L(0) \left(\frac{T_c}{T_c - T} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1-5)$$

$\lambda_L(0)$ est un paramètre fondamental, appelé la profondeur de pénétration de London à $T = 0^\circ K$, qui est donné par $\lambda_L(0) = (mc^2/4\pi n_s e^2)^{\frac{1}{2}}$; n_s est le nombre total d'électrons supraconducteurs par unité de volume. Puisque (1-4) et (1-5) ont la même dépendance de la température et divergent lorsque $T \rightarrow T_c$, on peut s'attendre à ce que leur rapport

$$\kappa \equiv \lambda(T) / \xi(T) \quad (1-6)$$

$$H_{c2}/H_c = \sqrt{2} \kappa \quad (1-9)$$

et qui est supérieur à H_c pour $\kappa > 1/\sqrt{2}$. Donc, pour des supraconducteurs du type II, H_c , le champ critique thermodynamique n'a plus une signification physique précise comme dans le cas du type I, et on peut s'attendre à un comportement assez différent des deux types lorsqu'ils sont placés dans un champ magnétique.

C- PROPRIETES MAGNETIQUES D'EQUILIBRE DES SUPRACONDUCTEURS DE LA DEUXIEME ESPECE

Abrikosov (1957) s'est servi de la théorie de Ginzburg-Landau pour analyser le comportement magnétique d'un supraconducteur du type II. Il a trouvé une courbe d'aimantation d'équilibre thermodynamique qui diffère nettement de la courbe caractéristique triangulaire des supraconducteurs de type I.

Le supraconducteur de type II montre un effet Meissner complet jusqu'à un champ $H_{c1} < H_c$ nommé le champ critique inférieur ; au-dessus de celui-ci, l'échantillon est initialement rapidement pénétré par le champ extérieur. Entre H_{c1} , donné par

$$H_{c1}/H_c = 1/\sqrt{2} \kappa (\ln \kappa + 0.08) \quad (1-10)$$

et le champ critique supérieur H_{c2} , l'échantillon est dans une condition qu'Abrikosov appelle « l'état mixte ». Celui-ci a quelques analogies avec l'état intermédiaire, bien que, contrairement à ce dernier, il ne doive pas son existence à des effets de champ démagnétisant.

L'énergie de surface négative rend favorable dans ce cas, de manière évidente, l'existence d'un maximum de surfaces entre les phases, tout en maintenant le volume « normal » à une valeur minimale. Goodman (1961) a considéré le cas mathématiquement simple dans lequel le matériel consiste en un grand nombre de très minces lames « normales » et supraconductrices et il a trouvé que le comportement magnétique d'un tel modèle montre les mêmes caractéristiques essentielles que le modèle d'Abrikosov. Ce dernier suppose que l'état mixte est composé d'un réseau à deux dimensions de filaments « normaux » de diamètre $\approx 2 \xi$ disposés dans la matrice supraconductrice parallèlement au champ appliqué. Chacun d'eux porte un seul quantum de flux $\Phi_0 = \frac{hc}{2e} \approx 2.10^{-7} \text{ G cm}^2$ (h , c et e ont leurs significations habituelles). Il existe maintenant pour ce modèle un volume considérable de support expérimental. Il faudrait ajouter que le terme « normal » utilisé ci-dessus n'implique pas nécessairement l'annulation complète de ψ , mais simplement la présence d'états excités comme des électrons normaux.

Le champ associé à chaque filament de flux, fait circuler autour de lui, un écran de courants supraconducteurs, dans un rayon $\approx \lambda$. Ceci mène à une situation physique analogue aux lignes de tourbillon dans l'hélium II. Près de H_{c1} , les lignes de flux sont séparées par des

Jusqu'ici nous n'avons considéré que les propriétés de la masse des supraconducteurs du type II. Saint-James et De Gennes (1963) ont trouvé une solution des équations G-L pour la géométrie dans laquelle le champ est parallèle à la surface supraconductrice ; dans ce cas, la supraconductivité peut persister dans une couche de surface d'épaisseur $\approx \xi$ jusqu'à une valeur de champ $H_{c3} = 1.695 H_{c2}$. Les premières mesures expérimentales de H_{c3} ont été celles de Bon Mardion et al (1964a) pour des alliages de plomb-thallium ; ils ont trouvé un excellent accord avec ce résultat théorique.

On peut donc dire que la plupart des aspects importants des propriétés statiques thermodynamiques de l'état mixte ou bien sont déjà compris dans les termes de la théorie microscopique, ou bien sont en train d'être expliqués de manière rigoureuse.

$$4 \pi J_c = \text{rot } B^* \quad (1-12)$$

l'existence d'une densité de courant critique implique qu'il doit aussi exister un gradient critique de flux interne. Ceci est l'idée de base qualitative du modèle de l'état critique de Bean (1962, 1964), qui exprime que le comportement magnétique macroscopique d'un supraconducteur à une certaine température dépend entièrement de J_c .

Malgré le fait que J_c est généralement une fonction de B ainsi que de T , la forme originale du modèle de Bean suppose que J_c est indépendant de B . Des mesures récentes de distributions de flux internes dans le Nb (Cline et al 1966), le Nb Zr (De Botton et Merenda 1965) et d'autres alliages (Del Castillo et Fast 1966) ont montré que ceci est une bonne approximation tant que B est $\ll H_{c2}$.

Lorsque J_c est dépassé, des lignes de flux peuvent se libérer des centres d'ancrage et elles peuvent se propager à travers le matériau. Etroitement lié à ce mouvement est l'apparition d'une tension mesurable $\int E \cdot dl$. On trouve que E est une fonction linéaire de J sur une gamme notable de valeurs de J , $J > J_c$:

$$E = \rho_f (J - J_c) \quad (1-13)$$

ρ_f , qu'on appelle la résistivité d'écoulement de flux (Hempstead et Kim 1964, Strnad et al 1964, Staas et al 1964, Kim et al 1965) est donnée par

$$\rho_f = \rho_0 B / H_{c2} \quad (1-14)$$

pour des températures pas trop proches de T_c (Kim et al 1965), ρ_0 étant la résistivité à l'état normal. Puisque des f.e.m. mesurables dans l'état mixte sont liées à la vitesse de mouvement du flux, V_L (Josephson 1965), comme ils le seraient d'après la loi de Faraday

$$E = - V_L \wedge B \quad (1-15)$$

et que la force agissant sur les lignes de flux est proportionnelle à J , la relation linéaire entre E et J implique que la force est une fonction linéaire de la vitesse V_L . Ceci a conduit, par analogie, à l'expression mouvement «visqueux» des lignes de flux (Volger et al 1964). Donc, dans ces conditions, l'équilibre des forces agissantes par unité de longueur d'une ligne de flux peut être exprimé par

$$F_L = F_p + \eta V_L \quad (1-16)$$

* Lorsque nous parlerons de B , ceci symbolisera toujours le champ moyen sur une région $\gg \lambda$ dans le supraconducteur, comprenant un grand nombre de lignes de flux. Pareillement, J impliquera des courants macroscopiques. Avec ces définitions et dans l'absence de corps magnétiques, $4 \pi J_c = \text{rot } B$ plutôt que $\text{rot } H$.

Décrivons maintenant les divers caractères des sauts de flux observés expérimentalement ainsi que les facteurs qui les influencent, en faisant référence à quelques uns des résultats expérimentaux typiques. Nous commençons par considérer les propriétés thermiques.

b propres thermiques des sauts de flux

Beaucoup d'expériences ont montré que lorsque le flux se propage, de la chaleur est libérée comme on peut s'y attendre, bien sûr, à cause de la présence combinée de J et E. Diverses méthodes ont été employées pour détecter des sauts de flux et la chaleur associée : Zebouni et al (1964), dans les cas du Nb-Zr et du Nb pur, ont observé trois effets thermiques distincts :

1) Un échauffement continu proportionnel à la vitesse de changement du champ magnétique appliqué, qu'on a attribué à l'écoulement du flux.

2) Des fluctuations oscillatoires de la température avec des périodes relativement longues qui ont été attribuées à de petites avalanches de flux, et

3) Des impulsions géantes de chaleur donnant des montées en température d'environ 1°K , qui ont été reliées avec de grands sauts de flux détectés simultanément par une méthode balistique.

Goedemoed et al (1965) ont utilisé une combinaison de trois méthodes de détection pour observer des sauts de flux dans un faisceau de fils de niobium : ils ont mesuré la tension à travers une bobine secondaire, le moment magnétique étant obtenu par intégration du signal de tension, et la résistance d'un thermomètre de carbone placé en bon contact thermique avec l'échantillon. Ceci leur a permis de relier des pics de tension avec des changements d'aimantation et de température, et ils ont observé des montées en température de l'ordre de 1°K mais ont souligné que l'échauffement local a pu être nettement plus élevé. La quantité de chaleur libérée lors de sauts de flux à une certaine température a été estimée en déchargeant rapidement un condensateur à travers un fil de chauffage placé au centre de l'échantillon. La quantité d'énergie requise pour donner la même augmentation en température que celle due à un saut de flux était typiquement de l'ordre de quelques centaines d'ergs pour un échantillon de $2,6 \times 10^{-3} \text{ cm}^3$ à $1,5^{\circ}\text{K}$.

La liaison entre des pics d'échauffement et des changements rapides de l'atténuation ultrasonore avec des sauts de flux a été observée récemment dans le Nb Zr par Neuringer et Shapira (1966). Des mesures précises calorimétriques de Flippen (1966) sur le Nb ont illustré à nouveau l'aspect thermique de phénomènes d'aimantation irréversibles, parmi lesquels les sauts de flux, qui ont produit des montées soudaines en température jusqu'à 3°K .

La condition de stabilité est que δT décroisse dans le temps, c'est-à-dire que l'évacuation de la chaleur ait lieu plus rapidement que sa formation ou, si la fluctuation s'effectue dans une région Δx , que

$$|K/(\Delta x)^2| > |J_{pf}(J - J_c)|$$

Puisque K (Cody et Cohen 1964) décroît plus rapidement avec la température que J_c (Cummings et Latham 1965) pour des matériaux typiques ayant un κ élevé, le membre gauche de l'inégalité fera de même et la condition de stabilité sera défavorisée. C'est-à-dire, au fur et à mesure que la température est abaissée, il devient de plus en plus difficile pour le matériau d'enlever par conduction la chaleur créée par une perturbation d'une certaine intensité; la probabilité d'avoir des instabilités sera donc d'autant plus grande. Une explication qualitative similaire peut être donnée à partir de l'expression du champ seuil d'instabilité, citée dans la section (f) de ce chapitre.

d- l'effet de vitesse de variation du champ sur les sauts de flux

Le nombre de sauts de flux par unité de variation de champ croît généralement avec dH/dt croissant (Kim et al 1963 b, Wipf et Lubell 1965, Morton 1965, Borovik et al 1966, Neuringer et Shapira 1966). Parfois les sauts de flux sont complètement absents pour de faibles dH/dt (Cline et al 1966, Benaroya et Mogenson 1966) et le flux traîne doucement dans l'intérieur de l'échantillon. Ce genre de comportement peut être prévu sur la base de la théorie d'Anderson et Kim. Dans le cas des variations rapides du champ, les lignes de flux auront tendance à «s'empiler» aux obstacles puisqu'elles n'auront pas le temps de diffuser. Il en résultera des valeurs locales élevées de densité de courant, donc, une plus forte probabilité pour des instabilités.

L'effet de dH/dt sera discuté du point de vue théorique au chapitre V.

Comme nous le verrons, le champ H_{fi} auquel a lieu le premier saut de flux, est d'un intérêt théorique tout particulier. Bien que les mesures les plus significatives soient celles faites sur un échantillon refroidi dans un champ uniforme, toutes les mesures publiées jusqu'à présent et donnant des mesures de H_{fi} en fonction de dH/dt , ont traité le cas particulier où l'échantillon est initialement à l'état Meissner. Blaughner (1964) a observé que dans le cas d'échantillons d'alliages de Ti-V à 4.2°K, une augmentation en dH/dt produit une diminution proportionnelle de H_{fi} . Watson (1966), lui aussi, a trouvé une relation linéaire dans le cas de ses échantillons de verre poreux imprégné d'indium, mais seulement dans une gamme de températures limitée. Wipf et Lubell (1965) et Morton (1965) ont trouvé, dans le cas d'échantillons de Nb-Zr, que H_{fi} croît avec dH/dt décroissant pour des valeurs intermédiaires de dH/dt , mais que H_{fi} approche une valeur constante pour des dH/dt élevés.

et pour le cas où $H_0 = 0$

$$H_{ffj}(T_0) = H_{c_2}(T_0) \quad (1-22)$$

La condition formulée par les équations (1-21) et (1-22) a été donnée par Wipf et Lubell (1965), et Swartz et Bean (1967). Gorter (1965) a obtenu un critère semblable en appliquant la thermodynamique au même argument de base. Il a reconnu cependant, comme d'autres auteurs, que l'emploi de la thermodynamique dans une situation aussi irréversible que celle-ci implique certaines hypothèses, souvent assez éloignées de la réalité*. Néanmoins, Goedemoed et al (1966) ont pu prouver le résultat de Gorter expérimentalement.

Swartz et Bean (1967) et Wipf (1967) ont calculé des expressions identiques pour le champ auquel une instabilité thermique peut se produire dans un échantillon supraconducteur sans effets de champ démagnétisant. Bien que les premiers auteurs ont basé leur analyse sur la quantité macroscopique J_c et sa variation avec la température, et le dernier a considéré la quantité microscopique F_p , les deux traitements sont essentiellement équivalents puisque J_c et F_p sont très intimement liées, comme nous l'avons déjà vu. Dans le présent travail nous avons largement adopté la voie de Swartz et Bean, donc la plupart des discussions qui suivent sont faites en termes de J_c .

Passons d'abord en revue quelques détails du traitement de Swartz et Bean. Ils considèrent une plaque semi-infinie d'un matériau supraconducteur, qui est refroidie dans un champ magnétique, parallèle à sa surface. On suppose que le champ externe est d'abord augmenté isothermiquement d'une quantité H_s et ensuite subitement d'une petite quantité ΔH . Considérant l'équation (1-19), ce supplément est appliqué de manière à rendre négligeable le terme de conduction de chaleur, c'est-à-dire, dans un temps court comparé à une période de diffusion thermique et long par rapport à une diffusion électromagnétique (ceci est clarifié au chapitre V). Le résultat est qu'une quantité de flux $\Delta \varphi$ pénètre dans l'échantillon et que chaque élément de volume dans la région où le champ varie est soumis à une impulsion thermique proportionnelle au changement de flux local multiplié par J_c (ou, avec le même résultat, $V_L dt$ multiplié par F_p). Cette impulsion thermique abaisse à son tour la valeur de J_c et permet une nouvelle pénétration de flux.

Une condition nécessaire pour le déclenchement d'un saut de flux est que la quantité $\Delta \varphi / \Delta H$, appelée susceptibilité adiabatique variationnelle, devienne infinie; la valeur minimale du champ écran, H_s , auquel cette condition peut exister, est désigné H_{ffj} . La détermination de ces quantités est ainsi basée sur deux hypothèses :

- (1) Immédiatement avant un saut de flux, le supraconducteur est à l'état critique.

* Quelques-unes des difficultés rencontrées lors de l'application de la thermodynamique aux sauts de flux, sont indiquées dans l'annexe D.

Plusieurs auteurs (Hancox 1965, Carden 1965, Lange 1966, Wipf 1967) ont trouvé que le champ d'instabilité variait bien en $C^{\frac{1}{2}}$, comme prévu d'après (1-26). Cependant, un seul cas pris à part, les facteurs numériques de leurs expressions diffèrent légèrement de (1-26). Wipf (1967), comme déjà mentionné, a obtenu une expression identique pour un champ d'instabilité qu'il a nommé H_{fi} , mais auquel il a assigné une interprétation quelque peu différente.

A la différence de Swartz et Bean, il a pris la conduction thermique en considération. Considérant le terme de (1-16) contenant la vitesse, il a distingué deux types d'instabilités qu'il a nommé des instabilités «limitées» et «avalanches» ou sauts de flux. Dans le cas des premières, des lignes de flux s'accélèrent jusqu'à une certaine vitesse maximale pendant une période courte lorsque F_L devient supérieur à F_p , mais se ralentissent lorsque la conduction thermique réduit la montée en température et rétablit F_p . Le résultat est une perturbation, grande sur une échelle microscopique, mais qui est limitée dans le temps et reste beaucoup plus petite en étendue spatiale que la largeur de la région qui fait écran, ℓ .

D'autre part, si $\int V_L dt$ devient comparable à ℓ lors du processus d'accélération, la conduction thermique est moins efficace et lorsque les conditions sont essentiellement adiabatiques, une instabilité «avalanche» (saut de flux) a lieu. Le critère pour cela est que

$$D_0 t / \ell^2 \leq A \quad (1-27)$$

où A est une valeur critique trouvée empiriquement et qui vaut environ 0.015.

Selon Wipf, (1-26) représente alors le champ d'écran minimal au-dessus duquel des instabilités ont tendance à avoir lieu.

Le travail de Wischmeyer (1964, 1965), par exemple, qui a observé des instabilités minuscules de flux, composées de quelques centaines de quanta ou plus, conduit à l'idée de sauts de flux précédés par des instabilités plus petites. Wipf a également attribué les petits «sauts de flux» de Borovik et al (1966), comprenant quelques 10^4 ou 10^5 quanta de flux, et les fluctuations de température oscillatoires observées par Zebouni et al (1964) à des instabilités limitées; il a suggéré qu'un nombre suffisant de celles-ci peut assez relaxer F_L de sorte qu'un saut de flux ne se produise jamais.

Wipf a ensuite établi une expression pour la vitesse des lignes de flux lors de la période d'accélération d'une instabilité limitée. Partant de (1-16) il a pris en considération la conduction de chaleur en écrivant la solution de (1-19) sous la forme

$$\int \frac{\partial T}{\partial t} dt = \frac{1}{C} \int P dt \quad (1-28)$$

- (2) Si on réduit la demi-épaisseur de l'échantillon à une valeur inférieure à la distance critique de pénétration, $\delta_{crit} = \pi\lambda/2$, les sauts de flux peuvent être supprimés entièrement. Pour une épaisseur h , cette condition devient

$$h \leq [-\pi C/16 J_c (dJ_c/dT)]^{1/2} \quad (1-31)$$

- (3) Livingston (1966) a indiqué que les supraconducteurs pour lesquels $dJ_c/dT \geq 0$ dans une certaine gamme de températures, dont les alliages Pb-Sn, ou Pb-Sn-In contenant des précipités de Sn sont des exemples, sont stables vis à vis des sauts de flux dans cette gamme de températures, en accord avec (1-26).

g- choix d'une nouvelle methode experimentale pour etudier les sauts de flux

Il est évident que la plupart des effets associés aux sauts de flux ont été étudiés jusqu'à un certain point, quelques-uns de manière assez approfondie. Chacune des recherches expérimentales n'a cependant considéré qu'un seul ou, au maximum, quelques-uns des aspects associés aux sauts de flux dans un échantillon donné; de cette façon, les racines du problème ont été peu touchées. Ceci est dû, essentiellement, aux techniques expérimentales utilisées : la plupart intègrent une certaine propriété sur tout l'échantillon fournissant ainsi très peu (ou pas du tout) d'information sur cette partie où a lieu un saut de flux, ou qui apportent des résultats qu'on ne peut pas interpréter sans ambiguïté. Il est donc clair qu'il a existé un besoin d'observations systématiques sur les sauts de flux dans divers matériaux, par l'intermédiaire d'une technique permettant l'interprétation des résultats avec un minimum d'ambiguïté. En fait, la meilleure voie d'accès a été de «voir» les sauts de flux directement, car ceci permet à l'observateur non seulement de distinguer les vrais événements des effets secondaires sans intérêt (par exemple en mesurant les durées et vitesses des sauts de flux), mais lui permet aussi d'obtenir de l'information concernant leurs dimensions et formes.

Plusieurs méthodes ont été utilisées dans le passé pour tracer les structures magnétiques macroscopiques dans des échantillons supraconducteurs soit à l'état intermédiaire soit l'état mixte. Le premier travail de ce genre a été celui de Meshkovsky et Shal'nikov (1947) qui ont mesuré la distribution du champ dans un espace étroit entre des hémisphères d'étain, en se servant de la magnéto-résistance d'une sonde mince de bismuth. Cette technique a été rappelée à la vie récemment (Cline et al 1966, de Botton et Merenda 1965, del Castillo et Fast 1966) pour la mesure de cartes de champ dans des supraconducteurs de la deuxième espèce.

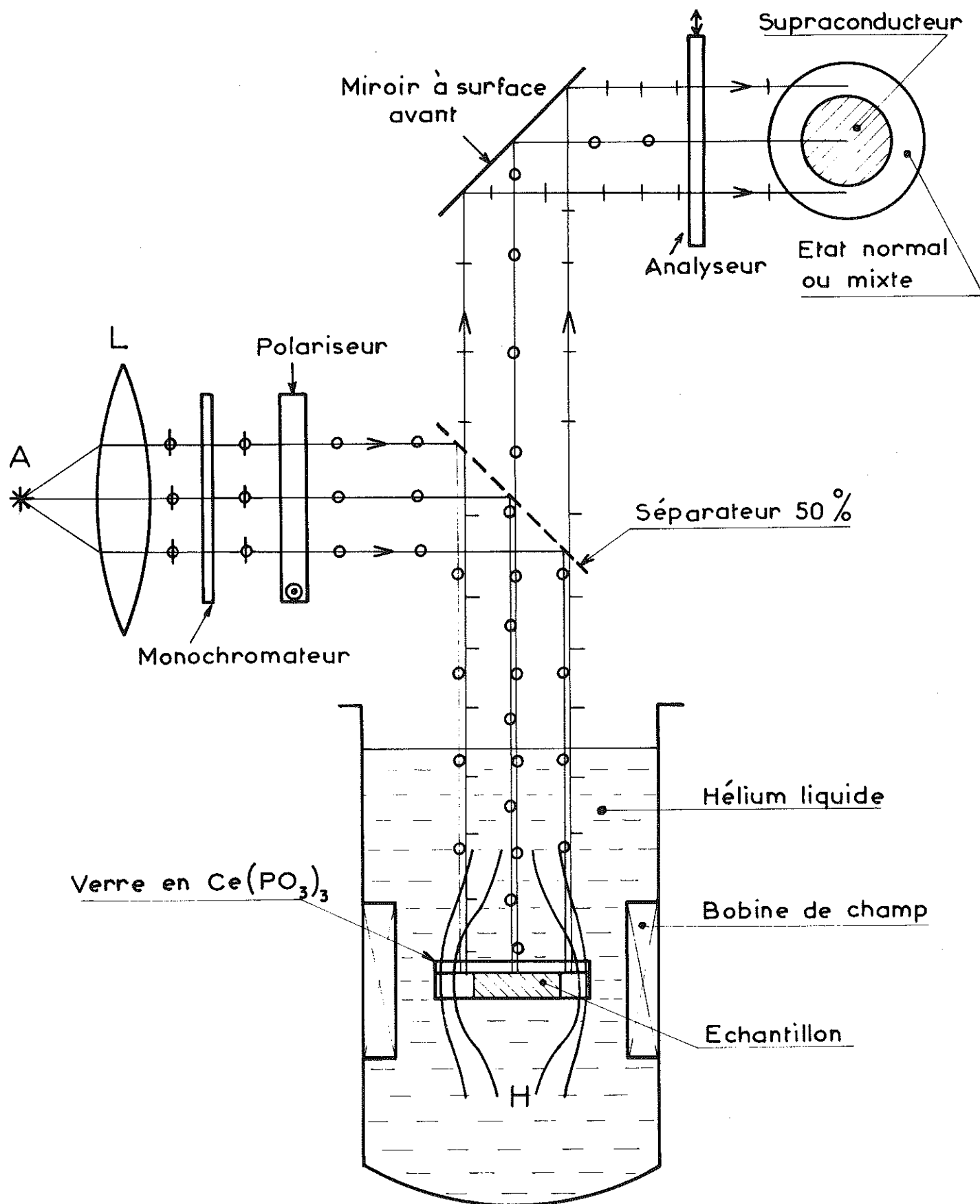


Figure (1-1)

Schéma de l'appareil «classique» (Alers 1957, De Sorbo et Healy 1964)

DESCRIPTION DE L'APPAREIL

2

A- LE CRYOSTAT

Il est intéressant de noter que tous les cryostats que l'on a décrits dans la littérature jusqu'ici, et qui ont servi dans des études visuelles de l'état intermédiaire ou de l'état mixte par la méthode de poudre ou la technique de rotation Faraday, ont été de la même conception générale : échantillon placé horizontalement dans un champ magnétique vertical à l'intérieur d'un cryostat à hélium liquide conventionnel en verre ou métal ; appareillage optique pour l'éclairage et l'observation de l'échantillon placé au fond du cryostat. Quand la meilleure qualité d'image et de résolution de détail sont requises, cette géométrie n'est pas la plus avantageuse, et cela pour plusieurs raisons :

- 1.) Le parcours optique est non seulement long, mais il doit aussi traverser toute la hauteur du bain d'hélium liquide et l'interface liquide-vapeur.
- 2.) Pour des raisons d'économie d'hélium liquide, le niveau d'éclairage de l'échantillon doit rester faible, sinon la vitesse de vaporisation serait trop importante. Mais un éclairage faible nécessite à son tour un film photographique plus sensible (De Sorbo s'est servi de Eastman Royal X-Pan, 1 500 ASA) dont le grain grossier impose une limite à la netteté de l'image.
- 3.) Il n'est possible d'observer qu'une seule face de l'échantillon à la fois.

Dans notre expérience, ces désavantages ont été éliminés par l'adoption de la géométrie montrée schématiquement, figure (2-1) : l'échantillon est placé à l'intérieur d'un solénoïde supraconducteur, à l'axe horizontal et immergé dans le bain d'hélium liquide. Sur les côtés du cryostat des hublots sont alignés sur l'alésage du solénoïde.

Le cryostat métallique lui-même se compose de deux parties. Le vase intérieur comprend le récipient d'hélium liquide en tôle d'acier inoxydable de 0.5 mm d'épaisseur, entouré jusqu'au niveau des hublots, d'un réservoir à azote liquide en cuivre. Afin de minimiser les pertes dues au rayonnement, un écran en cuivre, avec des trous en face de chaque hublot, est fixé rigidement sur le réservoir d'azote. Ainsi, l'entourage entier du récipient d'hélium, excepté les fenêtres, est à la température d'azote liquide.

Les hublots intérieurs doivent, bien entendu, être étanches même à l'hélium II. Ils sont assemblés comme suit : une bride en acier inoxydable soudée sur le vase intérieur, est dressée et polie ; un joint d'indium soigneusement préparé est serré rigidement entre la bride et le disque de verre (pyrex optique recouvert d'une couche anti-réflexion) par huit vis en acier inoxydable de 4 mm. Un anneau de plastique mince est placé entre la surface extérieure du verre et la bride extérieure, afin d'éviter des forces localisées sur le verre.

Les joints d'indium ont été préparés en pliant la longueur requise de fil d'indium pur de diamètre 1 mm en forme d'une spire circulaire. Les bouts en regard ont été ensuite coupés à 45° avec une lame de rasoir, puis comprimés légèrement et fondus avec la pointe d'un fer à souder préalablement nettoyé. Le joint a été ensuite nettoyé à l'acide et poli avec un chiffon propre jusqu'à ce qu'il soit lisse et brillant. Lors de l'installation du joint, il a fallu surtout éviter des rayures radiales qui auraient pu servir de capillaires pour l'hélium II. Une fois installés, ces joints n'ont plus été touchés et ils ont servi pendant plusieurs mois.

La partie extérieure du cryostat assure le vide d'isolement commun. Ses hublots sont également en verre pyrex optique traité anti-réflexion mais sont munis de joints toriques en caoutchouc.

La figure (2-2) montre la bobine qui est décrite en détail ci-dessous et un jeu de hublots. La distance entre le centre de la bobine, occupé par l'échantillon, et le hublot extérieur est de 10.7 cm dont seulement 5,7 cm dans le bain d'hélium. L'espace offert au faisceau lumineux est légèrement conique vers l'intérieur (les diamètres des hublots extérieurs et intérieurs et celui de l'échantillon sont respectivement 34 mm, 22 mm et 13 mm).

Nous croyons que cette disposition représente une amélioration considérable par rapport au cryostat «classique» puisqu'elle remédie à chacun des trois désavantages mentionnés ci-dessus.

B- LA BOBINE

Le champ magnétique est créé par une bobine supraconductrice bobinée d'une seule longueur de 1 050 mètres de fil en Nb - 25 % Zr «Supercon» gainé de cuivre et recouvert d'une couche mince de formvar. Le diamètre du fil est de 0.025 cm (0.01") et l'épaisseur de la gaine de cuivre 0.0025 cm (0.001"). Des échantillons courts de ce matériau restent supraconducteurs dans des champs jusqu'à 100 kOe et des solénoïdes, bobinés avec ont créé des champs atteignant 60 kOe.

Ce solénoïde est bobiné sur un mandrin d'acier inoxydable ayant un alésage de 20 mm et une longueur totale de 75 mm. Le rayon de la couche extérieure est de 30 mm et le nombre total de spires 8 140 en 47 couches. Chaque couche est séparée par des feuilles minces (0.05 mm) de «Mylar», et le mandrin isolé par des rubans de 5 mm de largeur en «Vetronite»; ainsi il y a un maximum de protection contre les courts circuits entre couches, et entre spires et mandrin. Les contacts avec les amenées de courant en cuivre ont été faits comme suit.

Les deux bouts du fil Supercon ont été décapés sur une longueur de 20 ou 30 mm, ensuite les fils nus de Nb-Zr ont été serrés entre deux paires de plaques recouvertes par une couche épaisse d'indium. Une plaque de chaque paire est soudée à l'un des fils d'amenée. Afin d'établir un bon contact thermique entre la gaine de cuivre et les contacts, un petit fil en cuivre est soudé aux deux. Ceci permet un écoulement de chaleur en cas d'échauffement local dans la bobine.

Le «H/I» de cette bobine a été calculé d'après la formulation de Fabry, récemment passée en revue par Boom et Livingston (1962) ; nous avons trouvé la valeur de $1\,375\,0\text{e/A}$.

Afin de comparer ce résultat avec une mesure directe, on a préparé une petite bobine de 4 127 spires en fil de cuivre gainé de 15/100 mm que l'on a étalonné dans un champ connu en utilisant un magnétomètre intégrateur «Newport Instruments» qui agit essentiellement comme un galvanomètre balistique à très longue constante de temps. Le signal a été enregistré sur un enregistreur graphique. Cet étalonnage a été effectué sur le montage de Bonnin (1965) dont la bobine avait été étalonnée avec une sonde à RMN.

Ensuite, on s'est servi de la bobine de mesure pour déterminer le H/I du solénoïde supraconducteur ; le résultat, $1396.7 \pm 7\,0\text{e/A}$, est en accord à 1.5% avec la valeur calculée. Dans le plan central l'homogénéité du champ est de l'ordre de 1.5% et on estime que pour un déplacement de 3 mm le long de l'axe, la variation de H est d'environ 1%. Ceci est acceptable pour le genre d'applications envisagées dans cette expérience.

En utilisant une alimentation à base d'un générateur de balayage «Oxford Instruments» et alimentée par un accumulateur, on a pu faire varier le champ à des vitesses comprises entre 8 et 2 800 0e/s . De plus, le champ a pu être coupé en quelques millisecondes par ouverture du circuit de la bobine. La valeur de champ la plus élevée utilisée au cours de ces travaux a été environ de 33 k 0e .

La bobine est montée dans le cryostat comme montré à la figure (2-3) : elle est accrochée par un dispositif à rotule (pouvant être bloqué) à un tube en acier inoxydable de 10 mm de diamètre, dont l'extrémité supérieure est fixée sur la tête du vase. Cette fixation est faite au moyen d'un assemblage vis-écrou qui facilite le réglage en hauteur et autorise, même en cours d'expérience, la rotation du système autour de l'axe vertical. Cela permet d'aligner parfaitement l'alésage de la bobine sur les hublots du cryostat. La jauge de niveau permet de mesurer la quantité d'hélium liquide se trouvant dans le cryostat.

Les amenées de courant entrent dans la tête du cryostat par une plaque à perles. A l'intérieur, des fils de 1 mm de diamètre peuvent transporter des courants assez importants sans que la chaleur introduite par conduction soit excessive. Néanmoins, afin d'économiser les pertes en hélium, des lames en cuivre ont été soudées sur les fils d'amenée préalablement enroulés autour de la colonne centrale en forme d'hélices, comme le montre la figure (2-3). Ces lames, isolées les unes des autres par des petits cubes de «styrofoam», forment une voie d'échappement spiralee pour les vapeurs froides de l'hélium.

L'installation de cet «échangeur de chaleur» réduit considérablement la vitesse de vaporisation de l'hélium en diminuant l'apport de chaleur due à l'effet Joule et à la conduction dans les fils d'amenée et en agissant également comme piège pour le rayonnement. Quatre litres d'hélium liquide ont duré 5 ou 6 heures, même en pompant en dessous de la température λ et en éclairant fortement l'échantillon. Ceci est entièrement satisfaisant puisque les expériences ont été pour la plupart d'une durée beaucoup plus courte.

C- LE PORTE-ECHANTILLON

Dans la conception du porte-échantillon, il a fallu tenir compte de plusieurs considérations :

- 1.) l'échantillon doit être bien centré dans l'alésage de la bobine, perpendiculairement à l'axe.
- 2.) Les deux faces de l'échantillon doivent être entièrement libres et recouvertes par le verre de métaphosphate de cérium.
- 3.) Le verre, malgré sa fragilité, doit être serré fermement contre la surface de l'échantillon pour obtenir une netteté maximale de la structure observée.

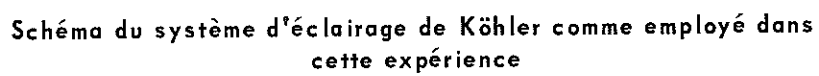
Ces conditions sont satisfaites par le porte-échantillon montré sur la figure (2-4). C'est essentiellement un cylindre creux en nylon fait en deux parties vissées ensemble. L'alésage est légèrement conique ; au centre, l'échantillon est fermement serré entre deux disques du verre paramagnétique. Ces disques de 15 mm de diamètre et 0.5 mm d'épaisseur, ont été recouverts, côté échantillon, par une mince ($\approx 1000 \text{ \AA}$) couche d'aluminium afin d'assurer une bonne réflexion de la lumière. Les échantillons plats et lisses de 13 mm de diamètre, sont montés à l'intérieur d'anneaux en plastique ayant la même épaisseur que les échantillons et le même diamètre extérieur que les disques de verre. Le sandwich résultant peut ainsi être serré assez fermement avec peu de danger de cassure ou de déformation. Une légère et éventuelle distorsion du verre, et donc de la couche réfléchissante, peut être détectée facilement en regardant la réflexion de son oeil à bras tendu sur la couche et éliminée en agissant sur le serrage. L'ensemble peut alors être glissé dans l'alésage de la bobine.

Afin de faciliter la mise au point de la caméra, on a gravé une fine échelle millimétrique dans la couche réfléchissante, ce qui a été également très utile pour déterminer les distances sur les photographies.

D- LE SYSTEME OPTIQUE

On a obtenu un éclairage intense et uniforme de l'échantillon en se servant du système dit du type Köhler. Cet arrangement, montré schématiquement dans la figure (2-5) sert universellement dans la microscopie et la projection.

Afin d'éliminer la structure de la source lumineuse, une image réelle de celle-ci doit être formée dans la pupille de sortie de l'objectif de la caméra qui peut être considérée comme placée à l'infini. En outre, il est souhaitable d'éclairer l'ouverture entière de l'objectif. Ceci est accompli comme décrit ci-dessous.



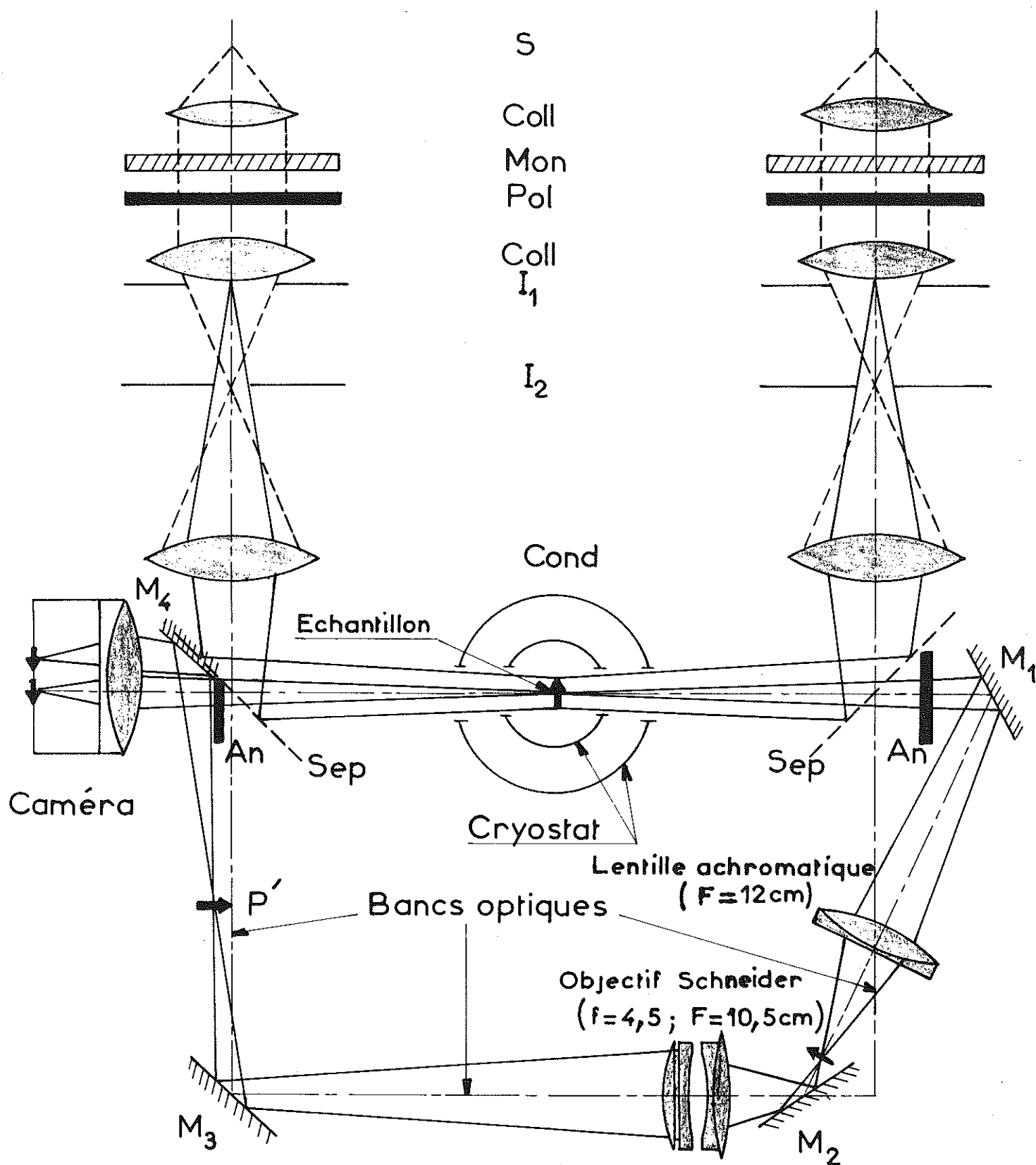


Figure (2-6)

Arrangement optique pour l'observation simultanée des deux faces de l'échantillon

L'un des deux moteurs de la caméra fait fonctionner la bobine réceptrice, l'autre l'ensemble pignon-prisme. La cadence de fonctionnement est contrôlée par la tension appliquée aux moteurs. Toutes nos expériences ont été faites à 130 volts courant alternatif, ce qui correspond à une vitesse maximale de près de 12 000 im/s. La courbe caractéristique pour cette tension est montrée à la figure (2-8a), où la cadence est portée en fonction de L , la longueur de pellicule consommée. Les temps marqués à différents points sur la courbe sont mesurés à partir de l'instant de mise en marche de la caméra. La durée de parcours dans ces conditions et pour une bobine de 120 m de pellicule est 3.34 s. Environ un tiers de ce temps est nécessaire pour atteindre une vitesse supérieure à 9 000 im/s ; durant les deux tiers restants, la cadence change relativement peu et atteint sa valeur maximale près des 95 m.

La figure (2-8b) montre la durée de prise de vues en fonction de la longueur de pellicule pour la même valeur de tension appliquée. Ces courbes sont utiles pour déterminer la durée d'un événement filmé.

Pour avoir des mesures de temps plus précises, on a utilisé un marqueur (voir figure 2-7b) : la lumière provenant d'une petite lampe à néon est focalisée sur le bord de la pellicule au niveau du tambour d'entraînement. Alimentée par des impulsions de tension de fréquence connue (par exemple 1 kc/s), les marques résultantes peuvent servir à déterminer la cadence de prise de vues à un point quelconque sur la pellicule et, par conséquent, la durée d'un événement enregistré.

L'optique utilisée conjointement avec la FASTAX a été un objectif «Raptar» de 101 mm, f 3.5 avec une bague rallonge de 20 mm. La pellicule employée pour les prises de vue à haute cadence ainsi que celles à basse cadence a été de la Kodak «Plus X» ayant une sensibilité d'environ 50 ASA. On a trouvé que ceci est suffisant même pour le temps de pose le plus court, effectué à 12 000 im/s, soit $28 \mu s$. La lampe à mercure fournie assez de lumière pour qu'on puisse garder, même dans ces conditions, le filtre monochromatique (transmission du PIL $\approx 52\%$) avec une ouverture de $f : 4$.

Pour des prises de vues en couleur à faible cadence, on a utilisé du «Kodachrome II» (25 ASA) et une lampe à filament de tungstène de 15 watt.

Une vue globale de l'appareillage comprenant le cryostat, les ensembles optiques, la caméra FASTAX et les alimentations pour la caméra et la bobine de champ, est montrée figure (2-9).

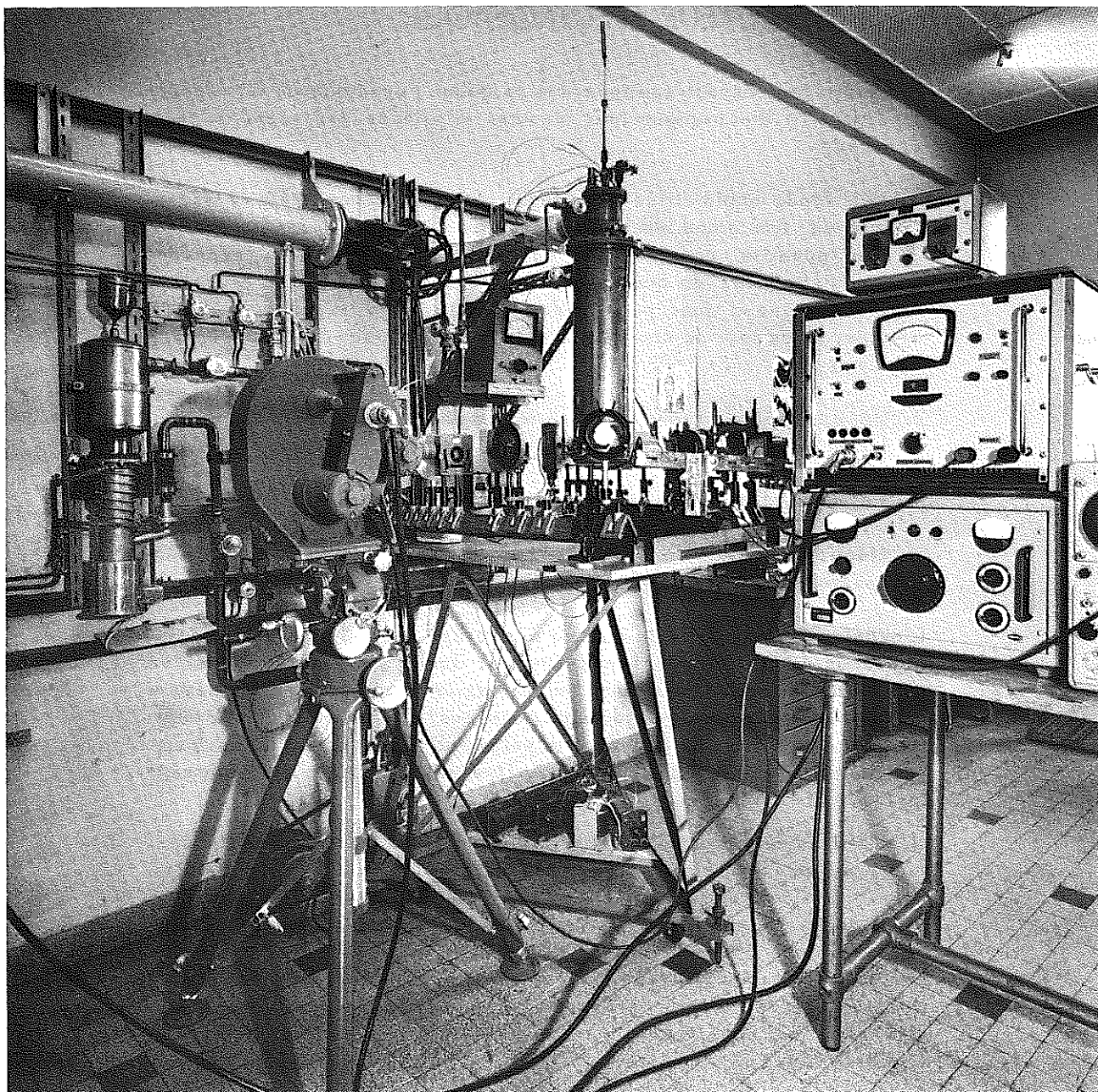


Figure (2.9)

Vue d'ensemble montrant la caméra FASTAX, le cryostat,
la table optique avec le système d'éclairage et les
alimentations électroniques

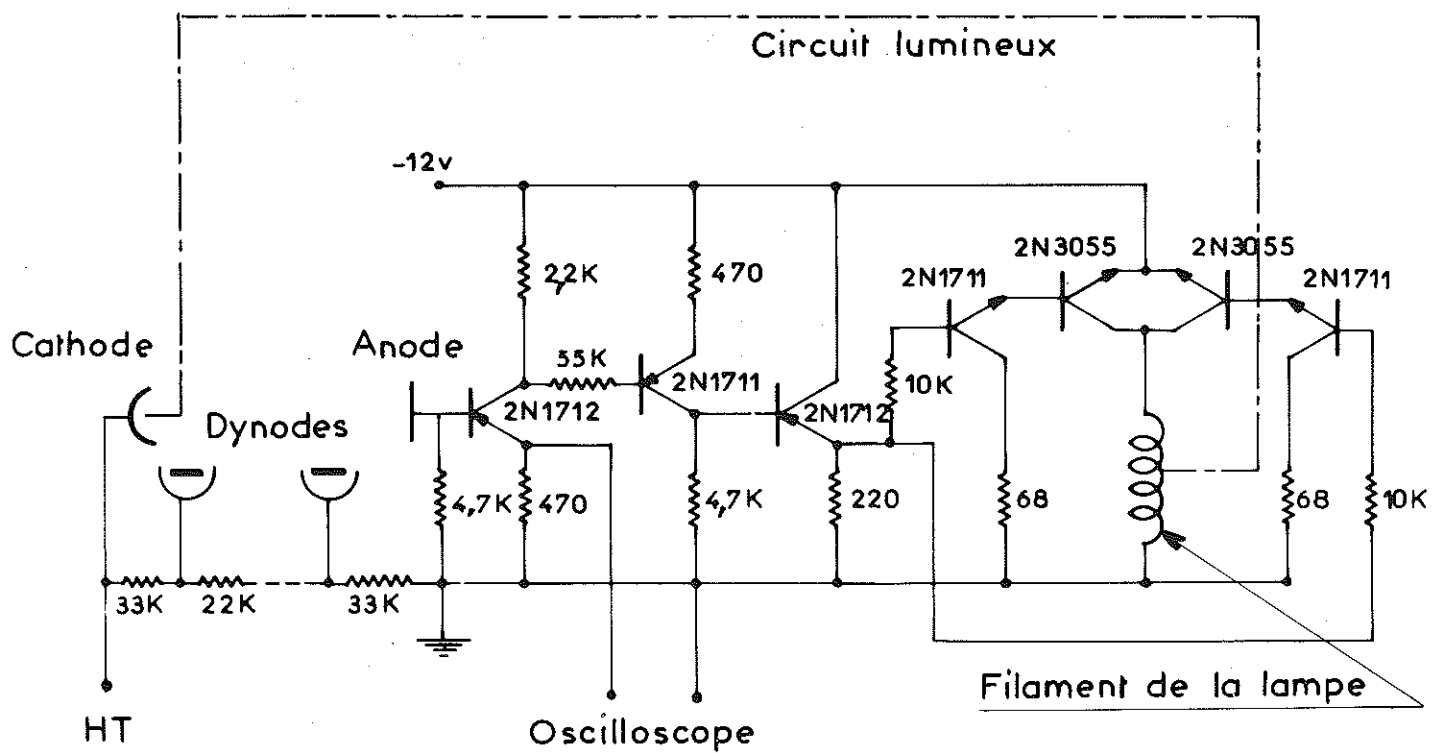


Figure (2-10)
Le circuit électronique utilisé pour mesurer la vitesse
de sauts de flux

Dans la deuxième expérience, une impulsion carrée de lumière a été créée en appliquant une impulsion de tension à une cellule de Kerr à nitrobenzène placée devant le P.M. et entre polaroïdes croisés. La réponse à cette impulsion à temps de montée de $0.2 \mu s$ a été également d'environ $15 \mu s$. Ceci est presque quatre fois plus court que la durée des événements les plus rapides observés. Cela prouve que le dispositif choisi est suffisamment rapide dans la limite inférieure. En effet si besoin était, des modifications peu importantes auraient facilement permis de diminuer le temps de réponse du circuit jusqu'à quelques μs , mais aux dépens du rapport signal sur bruit de fond.

Des événements très lents, de l'ordre de quelques millisecondes de durée, ne peuvent plus être considérés comme étant beaucoup plus rapides que le circuit de contre-réaction. Les mesures ont été par conséquent moins sûres. Cependant, c'est dans ce cas que la FASTAX a sa plus grande efficacité. Nous pouvons donc dire que les deux appareils utilisés pour les mesures de vitesse, à savoir, d'une part la caméra FASTAX et, d'autre part, le dispositif électronique, se complètent l'un et l'autre.

La figure (2-11b) montre des traces typiques, correspondant à des sauts de flux dans un échantillon de niobium. Le temps de montée, représentant le temps total d'évolution d'un saut, peut être déterminé avec une précision de 10 % à 20 %.

Des mesures ont été généralement faites pour chaque échantillon sous des conditions expérimentales aussi diverses que possible : dans de l'hélium gazeux à $4.2^\circ K$; dans l'hélium liquide entre $2.18^\circ K$ et environ $1.3^\circ K$; pour des valeurs de dH/dt entre $8 Oe/s$ et $2800 Oe/s$. Les valeurs moyennes de durées de sauts de flux mesurées de nombreuses fois (quelques dizaines en moyenne) sous les mêmes conditions et sur un échantillon donné, sont en bon accord avec des mesures faites sur le même échantillon par des prises de vue à cadence rapide.

G- QUELQUES COMMENTAIRES SUR LA METHODE DE ROTATION FARADAY

D'après la condition $\text{div } B = 0$ dans l'échantillon supraconducteur (voir chapitre IV), on suppose que la structure macroscopique du flux est continue à travers toute l'épaisseur de l'échantillon. Ceci conduit à une même répartition de champ sur les deux faces de l'échantillon, ce qui est bien vérifié expérimentalement.

Près de la surface de l'échantillon et à l'extérieur, les lignes de flux peuvent diverger rapidement et s'écarter de la distribution linéaire et parallèle qu'elles ont à l'intérieur. Ceci est l'élément principal qui limite la résolution spatiale que l'on peut atteindre avec la méthode de rotation Faraday. Evidemment, la résolution est d'autant meilleure que le verre est plus mince et qu'il se trouve en bon contact mécanique avec la face entière de l'échantillon. La rotation Faraday totale diminue avec l'épaisseur du verre magnétique pour une température donnée du bain d'hélium. Puisque la constante de Verdet varie comme $1/T$, les conditions expérimentales les plus favorables résideraient dans l'emploi d'un verre très mince et à la température la plus basse possible.

LES ECHANTILLONS ET QUELQUES-UNES DE LEURS PROPRIETES

A- INTRODUCTION

On sait depuis longtemps que seulement quelques-uns des éléments supraconducteurs qui peuvent être purifiés facilement et qui sont généralement mécaniquement mous, montrent des courbes d'aimantation réversibles « idéales ». On sait maintenant que ces matériaux sont des supraconducteurs à énergie de surface positive dits de type I. Cependant, les éléments et les alliages supraconducteurs ont pour la plupart un comportement plus ou moins irréversible. Ceci est caractéristique pour les supraconducteurs dits du type II ; c'est à cette dernière classe de matériaux que nous nous sommes intéressés dans ce travail. L'irréversibilité a toujours été associée à des imperfections dans le matériau, en particulier des défauts étendus.

En 1935 déjà, Mendelssohn avait proposé une hypothèse dans laquelle le comportement magnétique irréversible d'un échantillon avait été attribué à un réseau de filaments multiples connexes qui auraient des champs critiques beaucoup plus élevés que la matrice. Ce modèle a tenu compte d'un certain nombre de faits qualitatifs liés aux supraconducteurs irréversibles, mais ne donnait pas la solution à plusieurs questions importantes.

On sait maintenant (Bon Mardion et al 1962) que les supraconducteurs à champ critique élevé sont des supraconducteurs du type II ; il est devenu évident que les résultats expérimentaux doivent être considérés dans une optique complètement différente.

Les premiers travaux sur les matériaux du type II ont montré que la densité de courant critique et l'ancrage du flux magnétique peuvent être augmentés d'une manière importante par écrouissage (Kunzler 1961). Des études sur des monocristaux et des polycristaux par Hauser et Buehler (1962) et Kuhn (1965) ont indiqué que les dislocations jouent un rôle important dans le comportement observé, mais le travail de Kneip et al (1962) a montré que les champs de contraintes associés à des précipités finement dispersés peuvent entraîner des effets semblables.

Ces résultats s'insèrent dans le contexte de la supraconductivité du type II, par l'intermédiaire de la théorie du traînage du flux de Kim et Anderson (1964). Le phénomène que l'on appellera ancrage ou « pinning » traduit la propriété qu'ont les défauts de bloquer les lignes de flux et de les empêcher de se déplacer librement dans le matériau.

Des changements importants dans les propriétés supraconductrices sont produits par des gaz dissous, particulièrement l'azote et l'oxygène. Ils ont donné lieu à plusieurs recherches, notamment celles de De Sorbo (1963b, 1964) et de Tedmon et al (1965a). Leurs résultats montrent que J_c , H_{c2} , et ρ_0 sont sensiblement augmentés par des quantités croissantes de gaz dissous interstitiellement. L'hystérésis magnétique croît sensiblement après que la limite de solubilité ait été dépassée et que la précipitation ait eu lieu. Une relation linéaire apparaît entre H_{c2} , et ρ_0 , comme le prédit la théorie microscopique de Gor'kov (1959b) et Goodman (1962). Lorsque le libre parcours moyen est petit comparé avec ξ , Goodman trouve

$$\kappa = \frac{H_{c2}}{\sqrt{2} H_c} \approx \kappa_0 + \left(\frac{21 \zeta(3)}{2 \pi} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{e c \rho_0 \xi^{\frac{1}{2}}}{\kappa \pi^3}$$

$$= 7.5 \times 10^{-6} \xi^{\frac{1}{2}} \rho_0 \quad (3-1)$$

où κ_0 est le paramètre de G-L du matériau pur et ξ est le coefficient de chaleur spécifique électronique (les unités de la constante numérique 7.5×10^{-6} sont deg K-ue m^{-1}).

Rosenblum et al (1964) ont étudié cette relation en fonction de la température, ce qui leur a permis de déduire une formule semi-empirique

$$H_{c2} = 0.0321 T_c^2 (1 - t^2) (1.59 - 0.72 t + 0.097 T_c \rho_0) \quad (3-2)$$

où t est la température réduite.

Toutes les expériences qui viennent d'être décrites font état de l'influence profonde des paramètres métallurgiques sur les propriétés supraconductrices et magnétiques des supraconducteurs de la deuxième espèce.

B- CHOIX DES MATERIAUX ET DES ECHANTILLONS LEUR ETUDE METALLURGIQUE

Lorsque ce travail a débuté, les résultats expérimentaux mentionnés ci-dessus nous ont fourni quelques indications précieuses. Premièrement, les sauts de flux ne peuvent avoir lieu que dans des échantillons de grande imperfection; dans ceux-ci le «pinning» est suffisamment fort pour gêner de manière très sensible le mouvement des lignes du flux, comme le prévoit la théorie du traînage du flux. Deuxièmement, il faut autant que possible prendre de multiples précautions dans la préparation des échantillons et dans la mesure de leurs caractéristiques métallurgiques.

D'après les théories de Swartz et Bean (1967) et de Wipf (1967), on croit que toutes les caractéristiques importantes des sauts de flux peuvent être expliquées en termes de propriétés macroscopiques J_c , dJ_c/dT , et C . Néanmoins, il est très utile d'examiner les sousstructures microscopiques des échantillons et de les relier avec les valeurs de J_c et les propriétés magnétiques observées.

Des mesures d'aimantation ont été faites sur les plaquettes rectangulaires dans un champ parallèle, utilisant l'appareil de Bon Mardion (1965). La méthode de mesure avait été employée pour la première fois par Shoenberg (1947); on déplace l'échantillon rapidement du centre d'une bobine de détection au centre d'une deuxième bobine identique à la première mais reliée en sens inverse. Les bobines de mesure sont unies à un galvanomètre ballistique qui affiche une déflexion proportionnelle à l'aimantation de l'échantillon. Dans le présent appareil, les bobines de mesure et l'échantillon sont placés dans un champ magnétique extérieur homogène créé par un solénoïde refroidi à l'azote liquide (Bon Mardion et al 1964). Le champ maximal, 15 kOe, est nettement supérieur au H_{c2} de tous les échantillons « purs » et de quelques-uns des alliages. Des mesures de H_{c2} élevés pour les autres alliages ont été faites sur un montage où le champ extérieur (jusqu'à 75 kOe) est créé par une bobine supraconductrice en Nb-Ti.

Pour les deux appareils, le porte-échantillon solidaire d'une tige en plexiglas est déplacé verticalement par un ensemble de moteur électrique et came ce qui permet d'éviter des chocs mécaniques à l'échantillon lors de l'extraction. La température du bain a été habituellement choisie près de la température à laquelle les mesures optiques ont été faites, soit 1,8°K.

A part les valeurs de H_{c2} , nous avons estimé des valeurs du courant critique à partir des courbes d'aimantation. Nous parlerons de ces résultats dans l'annexe D.

b- mesures de resistivite residuelle

La résistivité d'un métal peut généralement être écrite sous la forme

$$\rho = \rho_L + \rho_0$$

ρ_L est la contribution due au mouvement thermique du réseau, et ρ_0 est la résistivité résiduelle due aux défauts statiques qui dispersent les électrons de conduction. Cette relation est connue sous le nom de règle de Matthiessen. A des températures de l'ordre de quelques degrés Kelvin, le terme du réseau devient négligeable. Si la concentration d'atomes d'impureté et d'autres défauts ponctuels est petite, ρ_0 est indépendant de la température et proportionnel à la concentration des défauts. Ainsi des valeurs de résistivité obtenues à basses températures représentent une mesure très sensible de la qualité métallurgique d'un échantillon donné. En outre, grâce à l'équation (3-1) qui relie ρ_0 et κ , le paramètre de Ginzburg-Landau, la résistivité à l'état normal conditionne les propriétés supraconductrices du matériau.

1.) Le matériau appartenant à ce premier groupe, que nous appellerons niobium nucléaire (parce que sa pureté est telle qu'on l'utilise dans les réacteurs), avait été obtenu du C.E.A. en forme de tige de 20 mm. de diamètre. (Il avait été enregistré dans le dossier du laboratoire comme N° MM6). Quoique sa pureté et son histoire ne puissent pas être définies précisément, nous croyons, sur la base de nos propres études, que ce barreau avait été fritté. La figure (3-1) montre une photomicrographie de l'échantillon 77, tel qu'il nous a été fourni, qui avait été poli mécaniquement et ensuite attaqué avec une solution de 2 parties de HF (40 %) et 3 parties de HNO₃ concentré. Nous croyons que les petites taches foncées sont des pores, comme ils ne peuvent exister que dans un matériau fritté. La densité de cet échantillon a été $6.82 \text{ g cm}^{-3} \pm 2\%$, ce qui est environ 20 % inférieur à la valeur 8.43 g cm^{-3} obtenue dans le cas d'un niobium d'une autre source, ou la valeur $8.588 (7) \text{ g cm}^{-3}$ de Harding (1966) pour du niobium ultra-pur.

Un échantillon du matériau fourni (N° 81) a été recuit pendant 22 heures à $2000 \pm 20^\circ\text{C}$ dans un vide de 3.10^{-6} mm Hg . Nous avons trouvé que cet échantillon a été composé de très gros grains sans aucune trace de pores ; sa densité a été 8.48 g cm^{-3} . Ceci nous a confirmé que le matériau de base a vraiment été fritté et qu'environ 1/5 de son volume a été composé de petits trous.

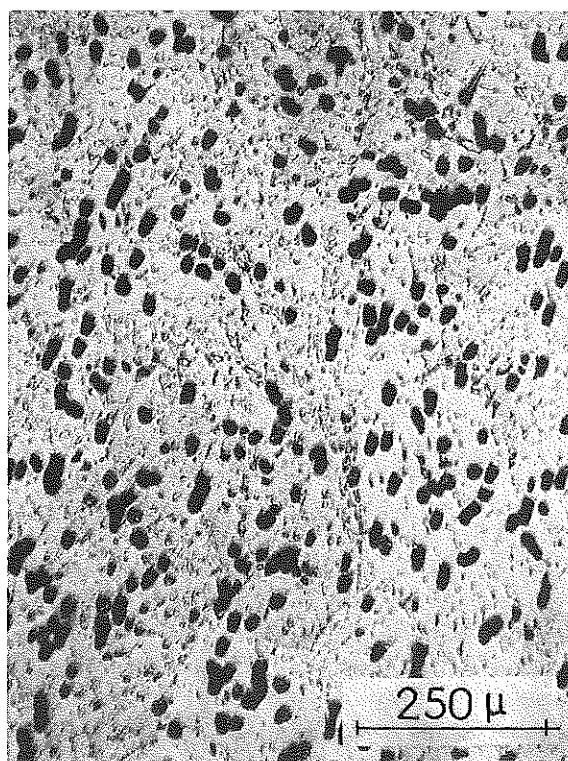
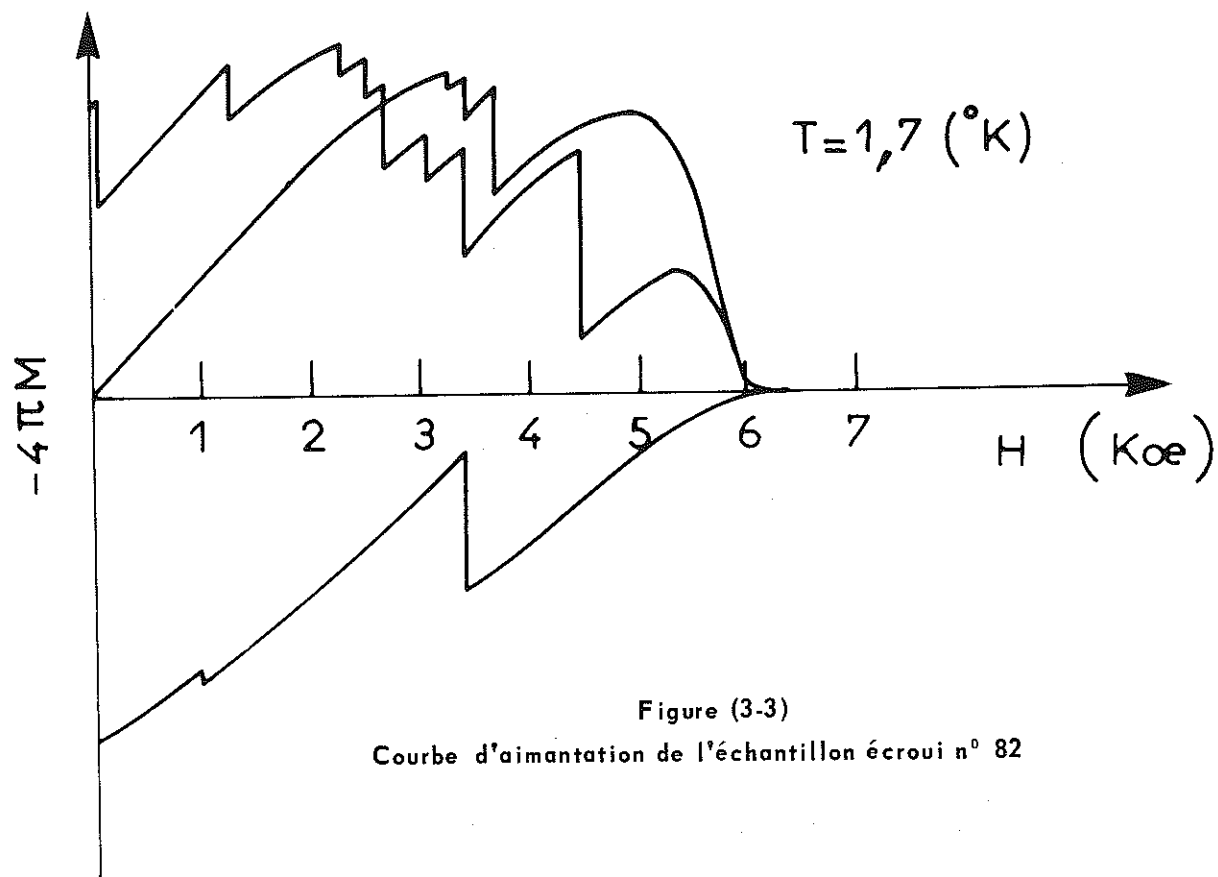
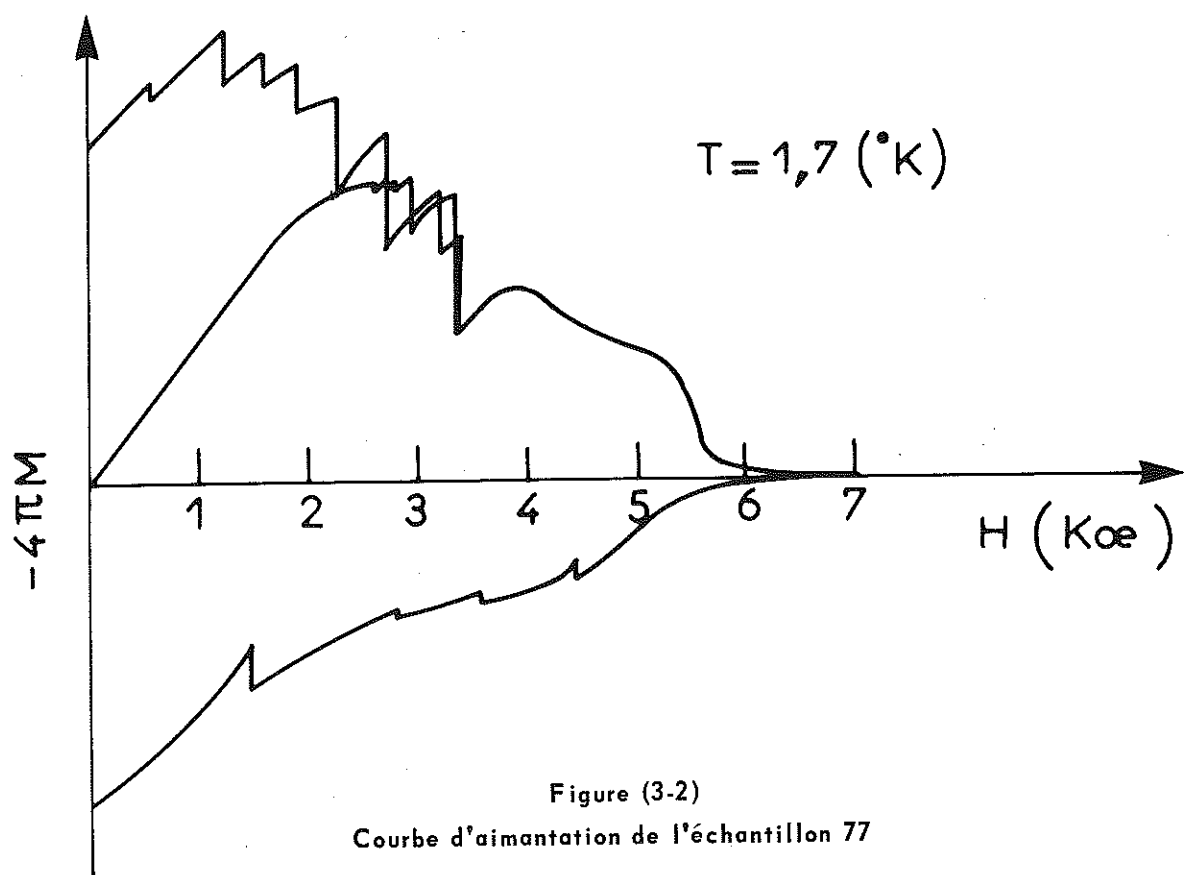


Figure (3-1)
Micrographie de l'échantillon 77 après polissage mécanique
et attaque chimique



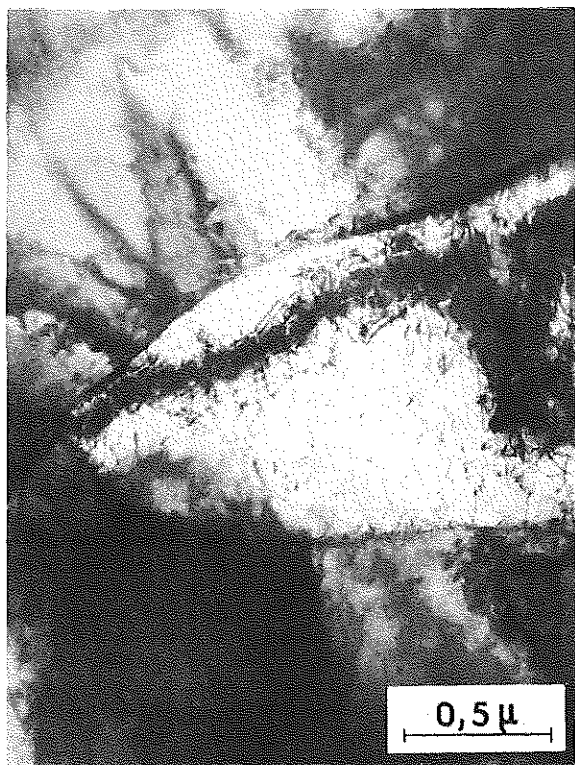


Figure (3-4)

Micrographie électronique de l'échantillon 77, qui montre trois grains contenant des réseaux de dislocations

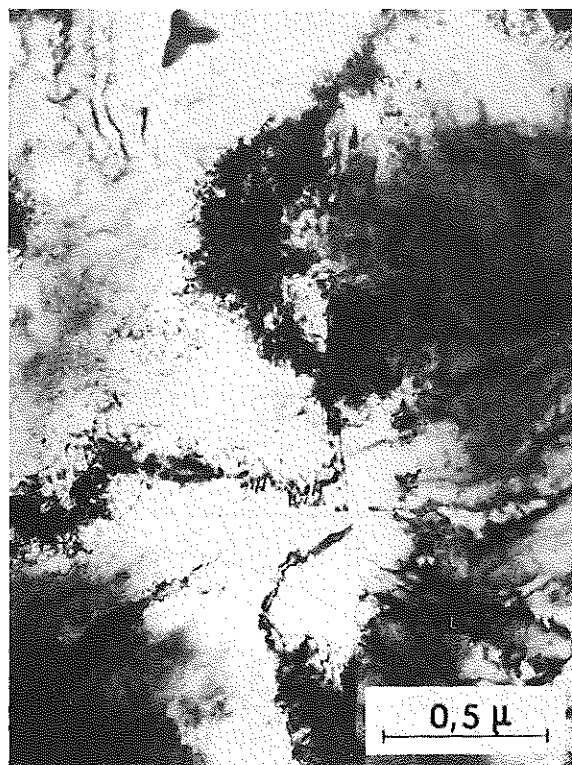


Figure (3-5)

Concentrations massives de dislocations en forme de structure « cellulaire » près d'un joint de grain dans l'échantillon écroui 101

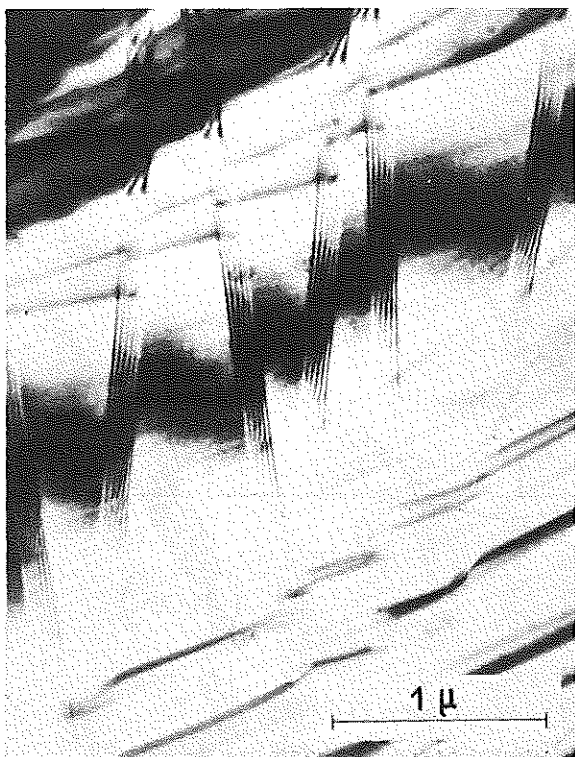


Figure (3-6)

Structure de « domaines » causé par un sur-réseau d'oxygène interstitiel dans l'échantillon recuit, n° 81.



Figure (3-7)

Précipitations d'oxide ayant une direction cristallographique bien définie. Echantillon 81.

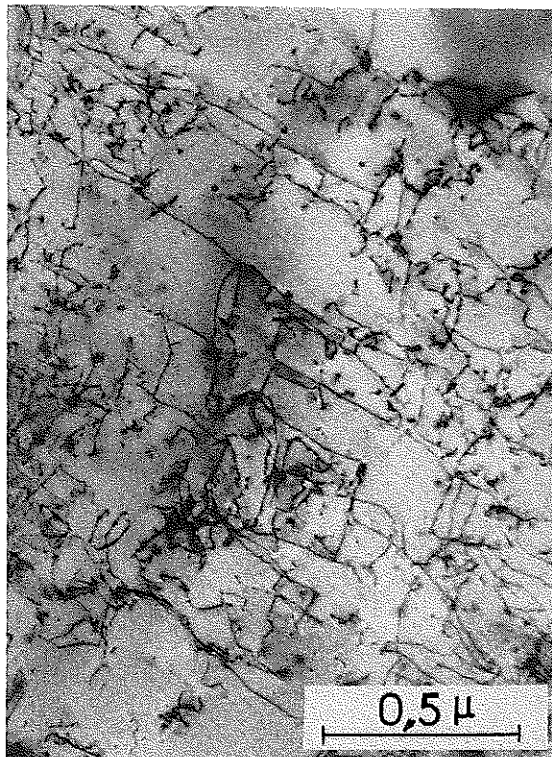


Figure (3-10)

Micrographie électronique de l'échantillon P1, montrant un réseau homogène à faible densité de dislocations.

- 3.) Les échantillons de ce groupe ont été usinés dans le même matériau de base que ceux du groupe 2, c'est-à-dire MM 93. Ensuite ils ont été recuits pendant 48 heures à 1900°C dans un four muni d'un radiateur en graphite ; après ils se sont refroidis lentement pendant une période de plusieurs heures. Le vide, lors du recuit, a été environ $4 \cdot 10^{-5}$ mm Hg. A 1900°C la tension de vapeur du carbone est 2 à $3 \cdot 10^{-6}$ mm Hg (Dushman (1962)).

La figure (3-11) est une photomicrographie de l'échantillon P5 qui n'a pas subi d'autre traitement après le recuit. Cette micrographie ainsi que la courbe d'aimantation de P5 (figure 3-12) sont très voisines de celles des échantillons de De Sorbo (1963 b) en niobium contenant des précipités d'oxydes ou de nitrures. La photomicrographie montre des précipités massifs dans les grains ainsi qu'aux joints de grains. La figure (3-13) représente la courbe d'aimantation de l'échantillon P9 qui avait été laminé à froid 79% après le recuit. Le trait frappant de ces deux boucles d'hystérésis ainsi que celles des autres échantillons appartenant à ce groupe, est l'irréversibilité extrême du comportement magnétique ; ceci est caractéristique pour les métaux contenant des précipités (Livingston 1964). Mis à part le saut de flux sur la boucle d'hystérésis extérieure, qui a rendu l'échantillon totalement normal, il n'y a pas eu d'autres sauts de flux dans P5. Toutefois, dans le cas de l'échantillon écroui P9, on voit que se sont produits des sauts de flux plus petits et plus fréquents.

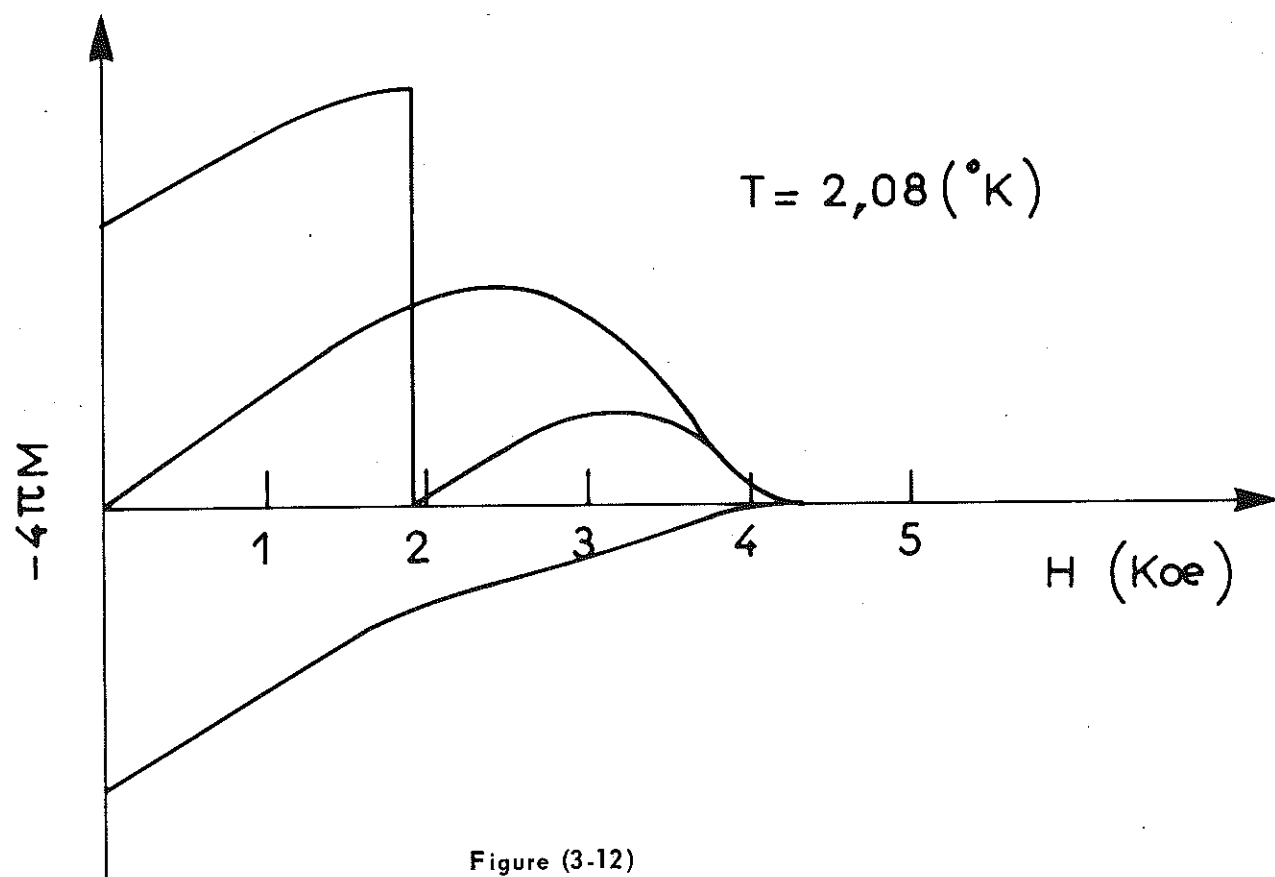


Figure (3-12)
Courbe d'aimantation de l'échantillon P5

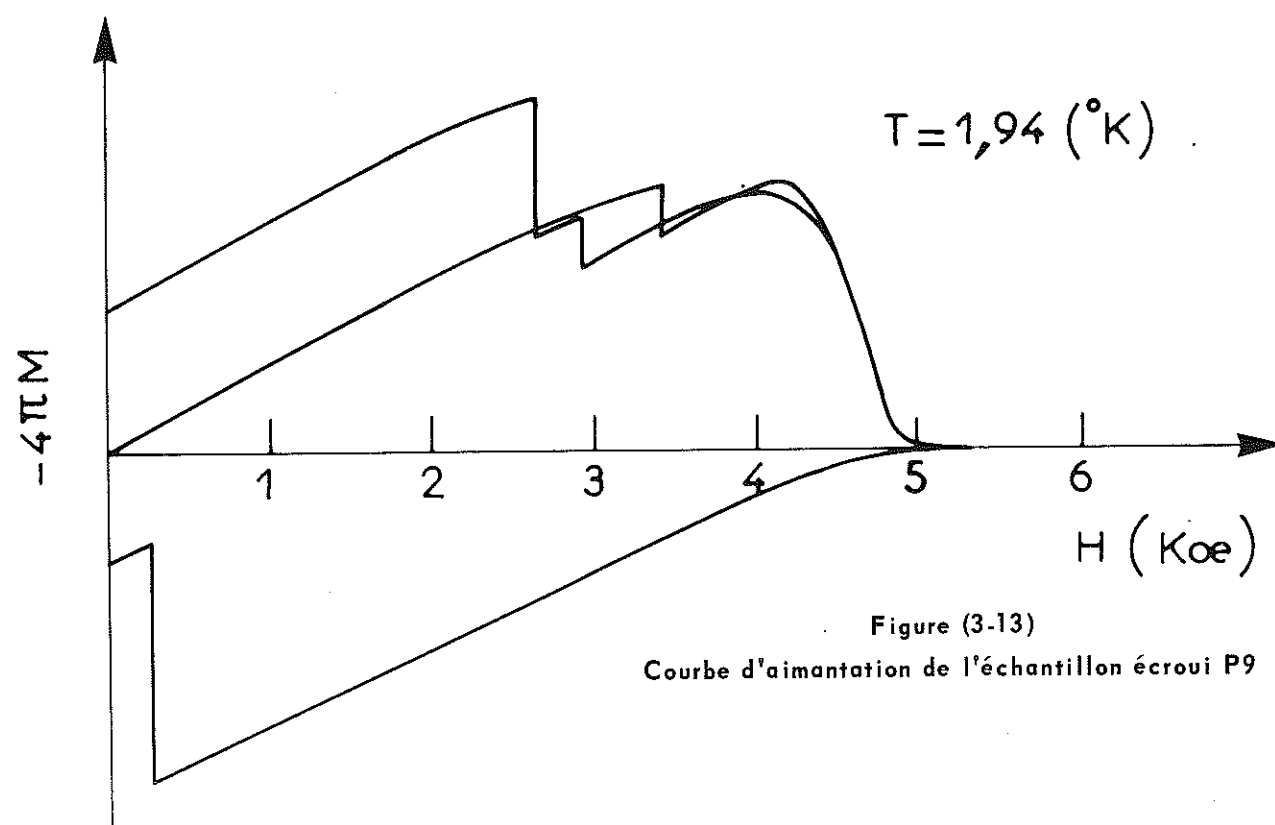


Figure (3-13)
Courbe d'aimantation de l'échantillon écroui P9

Gebhardt et al (1963a, 1963b, 1964a, 1964b) ont étudié les solubilités de l'oxygène et de l'azote dans le niobium. Si les précipités dans les figures ci-dessus avaient été des oxydes ou des nitrures (comme on aurait pu s'y attendre après le recuit original dans un mauvais vide) ils se seraient certainement décomposés et auraient été éliminés par dégazage lors du deuxième recuit ; (en extrapolant les courbes de Gebhardt, la valeur de la solubilité de l'oxygène et de l'azote à 2200°C et avec une pression de 10^{-8} mm Hg peut être estimée à environ 0.6 ppm).

Les précipités sont donc des carbures. Or, le matériau a eu une faible teneur initiale en C (< 50 ppm); lors du premier recuit, la teneur en carbone a donc augmentée dans le matériau. Cette hypothèse est raisonnable : Powers et Doyle (1957) ont trouvé que la diffusivité du carbone dans le niobium est plus importante que celle de l'azote ou de l'oxygène.

Afin de fournir une identification définitive, plusieurs échantillons ont été analysés par combustion totale dans un excès d'oxygène, dans les laboratoires de l'Ecole d'Electrochimie de Grenoble. On y a trouvé entre 470 et 520 ppm de carbone en poids.

Kimura et Sasaki (1961) ont déterminé le diagramme de phase du système niobium - carbone. Puisqu'ils trouvent que la solubilité du carbone est inférieure à 10 ppm en dessous de 1200°C, nous nous sommes attendus à ce que pratiquement tout le carbone dissous soit précipité en forme de Nb_2C lors du refroidissement lent suivant les recuits.

Puisque le carbure de niobium est très réfractaire (point de fusion à 3900°C) les précipités sont restés stables lors du deuxième recuit. Les échantillons ayant subi ce dernier ont des courbes d'aimantation d'un aspect similaire à celles de (3-12) et (3-13).

Les éléments d'information concernant les échantillons carburés sont donnés par le tableau (3-3).

TABLEAU (3-3)

Echantillon	h (mm)	Br (gauss)	H_{fj} (Oe)	H_{c2} (Oe)	$\rho_o(4.2)$ ($\mu\Omega$ -cm)	$\rho(298)$	Contenu de carbone (ppm)	Remarques
						$\rho(4.2)$		
P 5	1.54	2520	1450	4060	0.24	68.8	-	
P 5/1	0.055	2490	240	5600	0.54	34.2	-	
P 6	0.97	4200	1290	4790	0.32	48.5	520	laminé à froid 93 %
P 6/2	0.25	1500	1200	5050	0.32	48.5	520	aminé
P 7	0.99	4250	1330	4940	0.32	48.5	-	laminé à froid 90 %
P 7/1	0.99	4510	1580	5080	-	-	-	10^{18} neutrons rapides
P 8	0.89	4290	1830	4950	0.32	48.1	480	laminé à froid 85 %
P 8/1	0.11	-	1000	-	0.65	41.0	480	aminé
P 9	0.87	4100	1600	4930	0.31	49.8	470	laminé à froid 80 %



Figure (3-19)

Micrographie électronique montrant la structure cellulaire des dislocations dans l'échantillon laminé 91

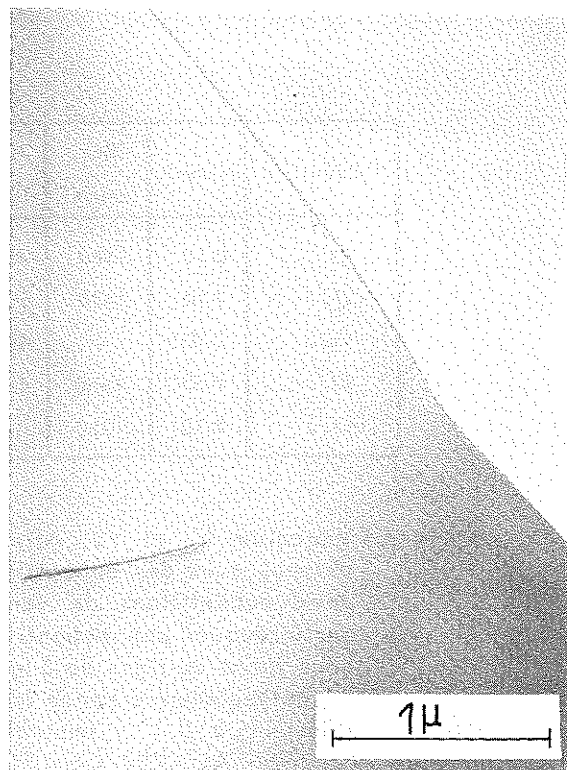


Figure (3-20)

Micrographie électronique montrant deux grains parfaits dans l'échantillon 93 recuit sous bon vide

- 4.) Les matériaux de ce groupe ont été obtenus à partir d'une tôle laminée à froid de «Metallwerke Plansee, A.G.» Reutte, Autriche. L'analyse des impuretés cataloguées par le fournisseur est la suivante : (en % en poids) : Ta < 0.14, Ti < 0.01, Fe < 0.03, Ca < 0.01, Si < 0.05, Na < 0.01.

Ce niobium a déjà été étudié par Kuhn (1965), mais il est utile à propos du présent travail de donner quelques informations supplémentaires.

Les figures (3-17) et (3-18) sont, respectivement, des courbes d'aimantation pour l'échantillon 91, et pour un échantillon découpé dans la même tôle, qui a été recuit pendant 22 heures à 2000°C dans un vide de $3 \cdot 10^{-6}$ mm Hg. Ce dernier a été désigné 93. On voit que le comportement magnétique de 91 est fortement irréversible avec un nombre important de sauts de flux partout sur le cycle d'hystérésis. La courbe d'aimantation de 93, cependant, est assez réversible et montre la forme caractéristique d'un supraconducteur du type II. Les figures (3-19) et (3-20) sont des micrographies électroniques des échantillons 91 et 93, respectivement. La figure (3-19) montre des noeuds de dislocations dans l'arrangement cellulaire déjà mentionné; la dernière montre deux grains parfaits. Des informations concernant ce groupe d'échantillons sont données dans le tableau (3-4).

Les figures (3-21) et (3-22) sont des courbes d'aimantation d'un échantillon recuit et d'un échantillon fortement laminé désigné FM 1/3. Ces échantillons ont montré très peu de tendance pour des sauts de flux, même après introduction d'impuretés par recuit sous mauvais vide. Des informations importantes sont résumées dans le tableau (3-6)

TABLEAU (3-6)

Echantillon	h (mm)	Br (gauss)	H_{c2} (Oe)	ρ_o (4.2°K) ($\mu\Omega$ -cm)	ρ (298)	Remarques
					ρ (4.2)	
FM 1	1.02	129	7160	2.73	6.4	
FM 1/1	1.80	403	6800	—	—	laminé à froid 32 %
FM 1/2	0.55	455	7900	—	—	laminé à froid 80 %
FM 1/3	0.15	460	7900	2.85	7.5	laminé à froid 95 %

7.) Niobium - Zirconium

A.) Origine : C.R.T.B.T.

Une série d'échantillons ayant des compositions nominales comprises entre 25 % et 52 % de zirconium ont été préparés sous forme de tiges de quelques millimètres de diamètre par fusion de zone de tiges plus minces des métaux constituants purs. Les échantillons en résultant ont été assez poreux et le procédé d'élaboration de l'alliage est demeuré partiel; ceci a été dû à la différence considérable des points de fusion des deux éléments. Le diagramme de phase du système Nb-Zr est montré figure (3-23).

En raison de sa porosité et de sa fragilité extrême, ce matériau est devenu écailleux et assez discontinu au laminage. Néanmoins quelques échantillons utiles ont pu être préparés. Dans quelques cas, nous avons essayé sans succès de rendre le métal plus malléable (long recuit sous vide dans la région en phase β près de 1400°C, suivi d'une trempe à l'huile).

Les courbes d'aimantation ont été mesurées pour ces échantillons à 4.2°K jusqu'à des valeurs du champ d'environ 50 kOe; on a trouvé une allure des courbes typiques pour des alliages de champ et courants forts. Les seules quantités douteuses sont, bien entendu, les vraies compositions et les homogénéités.

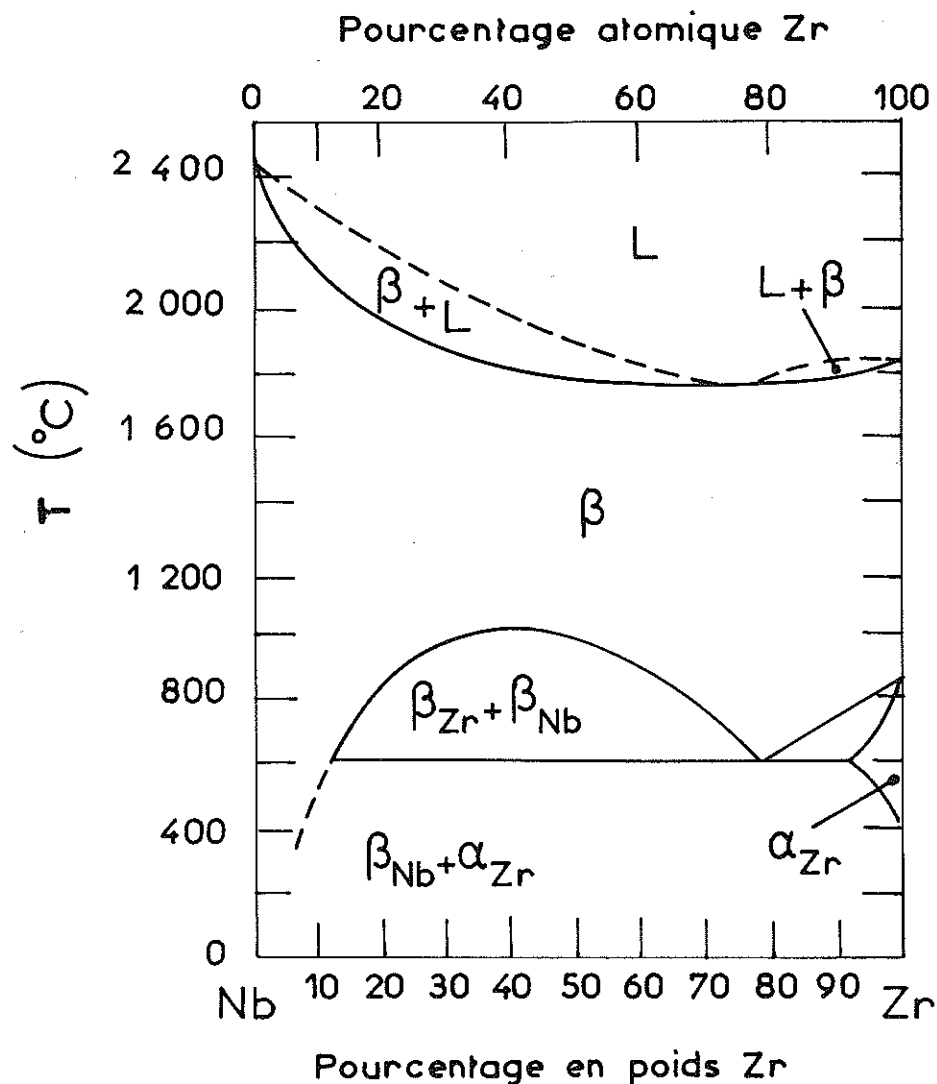


Figure (3-23)
Diagramme de phase du système Nb-Zr

Les caractéristiques de ces échantillons sont résumées sommairement dans le tableau (3-7A). Les valeurs de H_{c2} ont été estimées par extrapolation des parties linéaires en champ fort des courbes d'aimantation et en appliquant la loi de température parabolique observée par Neuringer et Shapira (1966).

TABLEAU (3-7 A)

Echantillon	% Zr	h (mm)	H_{fi} (Oe)	H_{c2} (1.8° K) (Oe)	ρ_o (20° K) ($\mu\Omega$ -cm)	ρ (298)
						ρ (20)
MA 8/1	25	0.31	850	84 000	61.2	1.5
MA 8/2	28	0.24	700	-	33.4	1.6
MA 9	35	0.43	740	74 000	60.0	1.6
MA 10/1	52	0.42	738	83 000	86.6	1.2
MA 10/2	52	0.29	920	83 000	17.0	4.1

8.) Autres échantillons d'alliage

A.) (MA 34) - Niobium - 52 % at Titane

Cet échantillon ainsi que le suivant, MA 35, ont été préparés au C.R.T.B.T. d'une manière identique à celle des échantillons du groupe 7A. Puisque l'alliage Nb-Ti est assez malléable, une bonne tôle a pu être préparée par laminage à froid.

La valeur de H_{c2} évaluée en extrapolant la courbe d'aimantation à 4.2°K et en utilisant une loi parabolique de température, est en accord acceptable avec la valeur de 140 kOe de Berlincourt et Hake (1963).

B.) (MA 35) - 26.5 % at Nb - 52.5 % at Ti - 21 % at Zr

La même méthode de préparation comme celle de 7A et 8A a été employée ici.

C.) (SN) - Nb-Nb₃ Sn.

Cet échantillon provient de la C.S.F. Il est constitué d'une tôle mince de niobium dans laquelle de l'étain avait été diffusé des deux côtés formant ainsi des couches de 2 à 3 μ d'épaisseur de Nb₃Sn. Sa courbe d'aimantation, comme celles de MA 34 et MA 35, est caractéristique d'un supraconducteur à champs et courants forts.

TABLEAU (3-8)

Echantillon	h (mm)	H_{fj} (Oe)	H_{c2} (1.8° K) (Oe)	ρ (20° K) ($\mu\Omega$ -cm)	$\frac{\rho(298)}{\rho(20)}$
MA 34	0.10	475	127 000	89.5	1.1
MA 35	0.31	730	97 000	91.5	1.1
SN	0.017	740	-	1.46	14.4

D- DISCUSSION

Les comparaisons qualitatives précédentes entre courbes d'aimantation d'échantillons donnés, vues dans l'optique de leurs structures microscopiques de défauts, sont en accord entier avec les observations d'autres chercheurs mentionnés au début du chapitre.

Dans le cas des métaux assez purs des groupes 1, 2 et 4, des échantillons contenant une concentration relativement faible de dislocations, distribués d'une manière homogène (comme par exemple P1 et 93) ont des courbes d'aimantation assez réversibles du type II; ceci est en bon accord, par exemple, avec les résultats de Nembach (1966). Les résistivités à l'état normal de ces échantillons sont comparativement faibles. En revanche, des échantillons fortement écrouis de ces groupes, qui ont contenu des structures de dislocations cellulaires inhomogènes et dont les résistivités résiduelles ont été plus fortes, ont montré un hystérésis considérable avec un nombre important de sauts de flux; ceci est en accord

Dans la figure (3-24), nous avons porté les valeurs de H_{c2} obtenues à partir des courbes d'aimantation en fonction de la résistivité à l'état normal, afin de vérifier la loi linéaire attendue de l'équation (3-2). Puisque la plupart de nos échantillons ont eu des rapports de résistivité entre 10 et 20, nous choisissons $T_c \approx 8.8^\circ K$ (Rosenblum et al 1964). La plupart de nos courbes d'aimantation ont été mesurées près de $2^\circ K$ ou en-dessous ($t = T/T_c \approx 0.2$); dans cette région, H_{c2} ne dépend que faiblement de la température. En introduisant T et T_c dans l'équation (3-2), nous obtenons la droite inférieure, figure (3-24); la droite supérieure correspond à $t = 0.15$, qui est à peu près la température la plus basse à laquelle nous avons effectué des mesures d'aimantation.

Bien que presque tous les points expérimentaux soient situés au-dessus de la droite, ils ne sont pas incompatibles avec les résultats de Rosenblum, si nous admettons que la précision de nos valeurs de résistivité est de l'ordre de 10 % à 20 %.

Les mesures résistives de H_{c2} de Rosenblum ont été faites exclusivement sur des fils de niobium contenant différentes quantités d'oxygène dissous. Cependant, dans notre cas les échantillons ont couvert une gamme de conditions métallurgiques beaucoup plus large, ce qui pourrait expliquer dans une certaine mesure la dispersion plus importante de nos points. En fait, les points les plus éloignés de la droite correspondent sans exception aux échantillons les plus fortement écrouis, tandis que les plus proches de la droite correspondent aux échantillons ayant des densités de dislocations relativement plus faibles. On peut ainsi penser que des variations en H_{c2} sont plus sensibles aux dislocations qu'à d'autres types de défauts, bien que Tedmon et al (1965b) ont observé seulement de petites variations de H_{c2} dans le cas de monocristaux déformés plastiquement.

Puisque nos mesures d'aimantation ont été faites avec la plus grande partie de la surface de l'échantillon parallèle au champ appliqué, on pourrait s'attendre à trouver des effets dus à des phénomènes de surface (Saint-James et De Gennes (1963)) sur la plupart des courbes d'aimantation. En effet, les « queues » observées assez nettement par exemple dans les figures (3-2) et (3-9) ont été assimilées à des manifestations de supraconductivité de surface : les valeurs de H_{c2} , dans ces cas ont été obtenues en extrapolant la partie linéaire descendante de la courbe d'aimantation à l'axe de champ. Si, à leur place, nous avions choisi H_{c2} comme étant la valeur du champ à laquelle il n'y a plus eu de déflexion visible du galvanomètre, la plupart des points dans (3-24) auraient été déplacés vers le haut d'environ 10 %; ceci aurait provoqué un net désaccord entre nos résultats et ceux de Rosenblum.

Une autre observation intéressante peut être notée en connexion avec les faibles valeurs de résistivité des échantillons du groupe 3. Les résultats de Rosenblum, De Sorbo et Tedmon ont montré une augmentation linéaire importante de ρ_0 avec des quantités croissantes d'impuretés dissoutes interstitiellement. Le fait que les valeurs de la résistivité des échantillons du groupe 3 soient inférieures à celle du matériau de base plus pur du groupe 2, nous indiquerait que pratiquement tout le carbone dans ces échantillons a été contenu dans les précipités, car là il n'a pas pu contribuer à la dispersion des électrons de conduction. Cependant, compte tenu de la très faible solubilité du carbone trouvée par Kimura et Sasaki (1961), ce résultat n'est pas surprenant. En outre, la plupart du gaz dissout dans le matériau original a sûrement été éliminé au cours du recuit; il semble, donc, que la pureté du métal de matrice ait été assez élevée.

RESULTATS EXPERIMENTAUX

4

Nous commencerons ce chapitre en passant en revue quelques-unes des observations qualitatives faites au cours de notre travail, qui rappellent quelques caractéristiques de sauts de flux déjà communiquées dans la littérature. Puis nous décrirons de nouvelles observations rendues possibles grâce à la visualisation des distributions de flux macroscopiques. Les mesures quantitatives des vitesses et les durées des sauts de flux font l'objet de la partie C de ce chapitre.

A- QUELQUES CARACTERISTIQUES QUALITATIVES DES SAUTS DE FLUX

Souvent, sur les films pris avec la caméra FASTAX, on a observé l'ébullition de petites quantités d'hélium superfluide au voisinage de la zone de l'échantillon où un saut de flux particulièrement important a eu lieu.

Les figures (4-1) et (4-2) montrent des bulles dans le bain d'hélium II qui ont duré quelques millisecondes, les deux échantillons étant, respectivement, P 8 et P 6. Ceci démontre très nettement qu'une quantité considérable de chaleur est dissipée lors d'un saut de flux (Zebouni et al 1964, Goedemoed et al 1965, Wipf et Lubell 1965, Neuringer et Shapira 1966, Flippen 1966); on doit supposer d'ailleurs qu'une quantité de chaleur plus importante a été évacuée par conduction solide, trop rapidement pour participer à la formation de bulles.

Considérons, par exemple, les bulles vues sur la figure (4-1 c), dont le volume total a été approximativement $3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^3$. La température du bain a été 1.8°K , et la tension de vapeur correspondante $12,5 \text{ mm Hg} = 16,6 \cdot 10^3 \text{ dyne cm}^2$. Si nous admettons la loi des gaz parfaits, nous trouvons

$$n = \frac{pV}{RT} = \frac{16,6 \times 10^3 \times 3 \times 10^{-3}}{8,31 \times 10^7 \times 1,8} \approx 3 \cdot 10^{-7} \text{ mole}$$

La chaleur latente de vaporisation de l' He^4 à 1.8°K est d'environ 22 cal mole^{-1} (Dana et Kamerlingh Onnes 1926, Berman et Poulter 1952) ce qui nous donne une valeur de l'énergie estimée pour la formation des bulles de $E_{\text{cal}} \approx 300 \text{ erg}$. D'autre part, la valeur approximative de l'énergie magnétique total libérée lors du saut de flux est

$$\begin{aligned} E_{\text{mag}} &= V_{\text{eff}} \times \frac{H_0^2}{8\pi} \times \frac{l}{l-n} \\ &= \frac{0,13}{5} \times \frac{(2800)^2}{8\pi} \times 10 \approx 80.000 \text{ erg} \end{aligned}$$

où V_{eff} est le volume de l'échantillon pénétré par le saut de flux. Ainsi, dans ce cas particulier, E_{cal} est inférieure à 1% de l'énergie totale dissipée par les courants de Foucault durant le saut de flux. Nous avons également vérifié que lorsque la température décroît, le nombre de sauts de flux croît et leur amplitude diminue (Kuhn 1962, Kim et al 1963a, Blaughner 1964, Meyerhoff et Heise 1965, Neuringer et Shapira 1966, Watson 1966). Nous avons trouvé qu'à 4.2°K, il y a peu de sauts de flux, mais que lorsqu'ils ont lieu, ils ont tendance à couvrir une partie importante de l'échantillon; aux températures plus basses, en revanche, chaque saut ne couvre qu'un petit secteur de l'échantillon. La figure (4-3) montre ceci pour l'échantillon de niobium 91. Pourtant, étant donné que pour les expériences effectuées à 4.2°K, l'échantillon s'est trouvé dans l'hélium gazeux et pour celles effectuées en-dessous de 2.19°K dans l'hélium II, le comportement observé peut être dû aux différences entre les propriétés thermiques des deux milieux. Cependant, diverses expériences ont été publiées (Neuringer et Shapira 1966, Watson 1966) dans lesquelles l'intervalle de champ entre sauts de flux consécutifs décroissait progressivement entre 4.2°K et 2.3°K, l'échantillon étant dans de l'hélium liquide ou dans la vapeur d'hélium à basse pression pour toute la gamme des températures. Ainsi, l'effet mentionné semble être une propriété de l'échantillon même; la contribution de ce travail est de montrer que lorsque la fréquence des sauts de flux augmente, la surface couverte diminue.

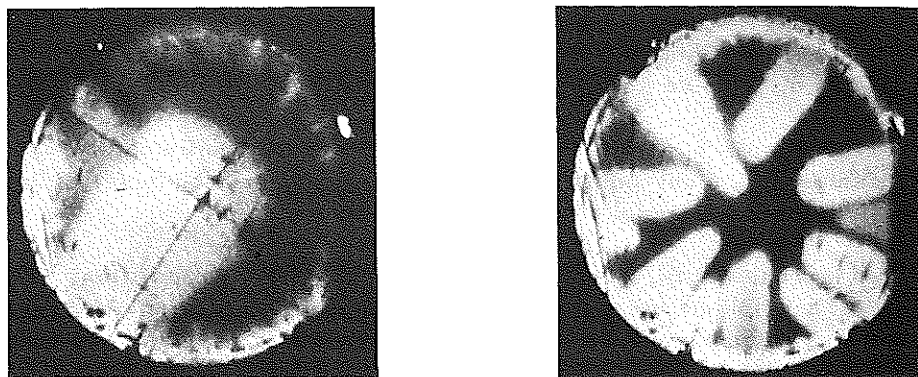


Figure (4-3)

Des sauts de flux dans l'échantillon de niobium laminé 91

(a) Saut de flux typique dans le matériau supraconducteur vierge dans l'hélium gazeux à 4.2°K.

(b) Des sauts de flux à 1.8°K également à l'état Meissner. On peut noter la taille uniforme des régions de flux et la tendance des régions existantes d'influencer la forme des nouvelles régions.

Nous avons effectué par la méthode quelques mesures de H_{fj} en fonction de dH/dt à 4.2°K. Dans le cas d'échantillons de Nb - 25% Zr, nous avons trouvé, comme d'autres chercheurs (Wipf et Lubell 1965, Morton 1965), que H_{fj} décroît pour un dH/dt croissant, et tend vers une valeur finie pour des valeurs élevées de dH/dt .

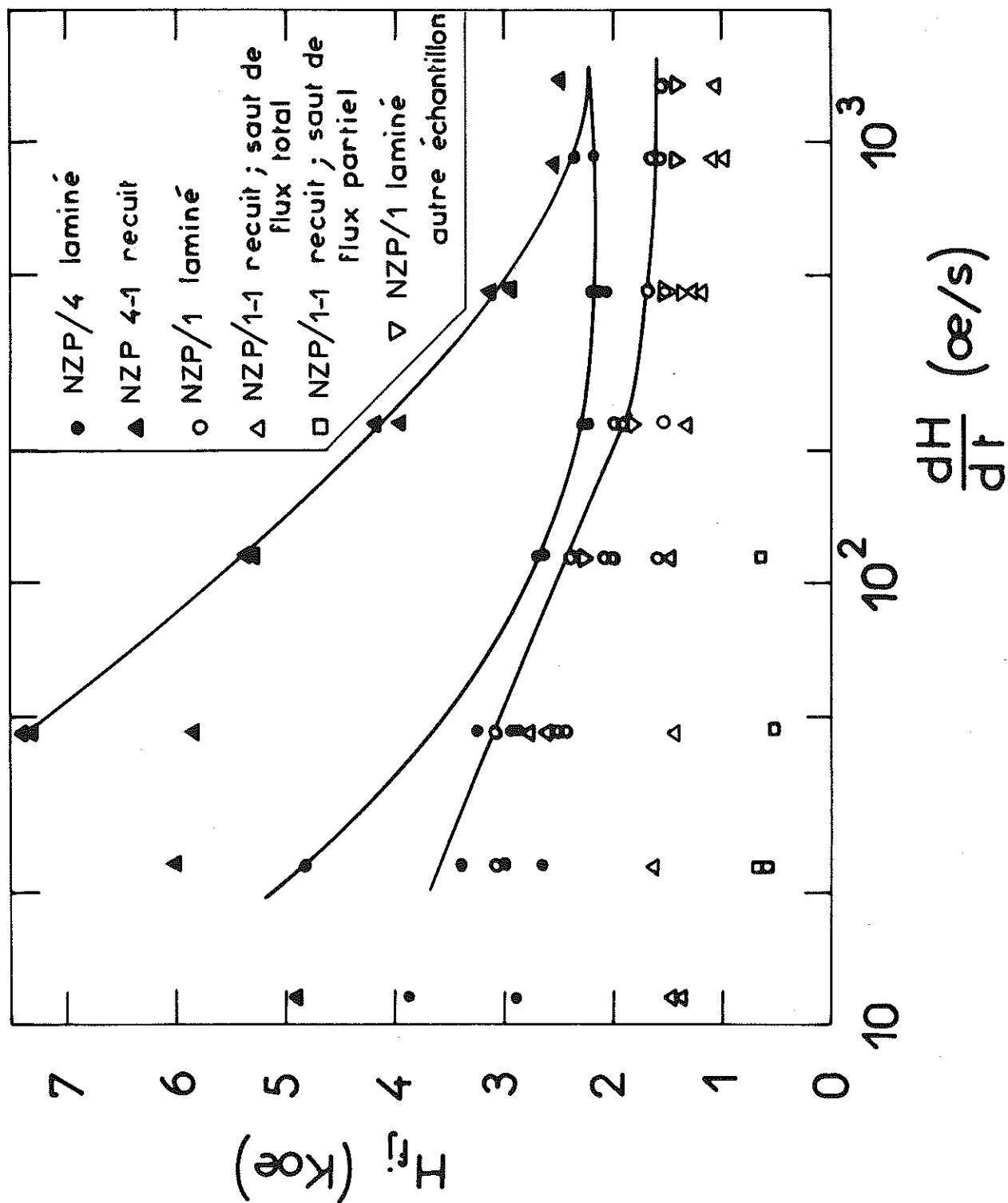


Figure (4-4)
 H_{fj} en fonction de dH/dt pour divers échantillons de Nb-25% Zr ($T = 4.2^\circ K$)

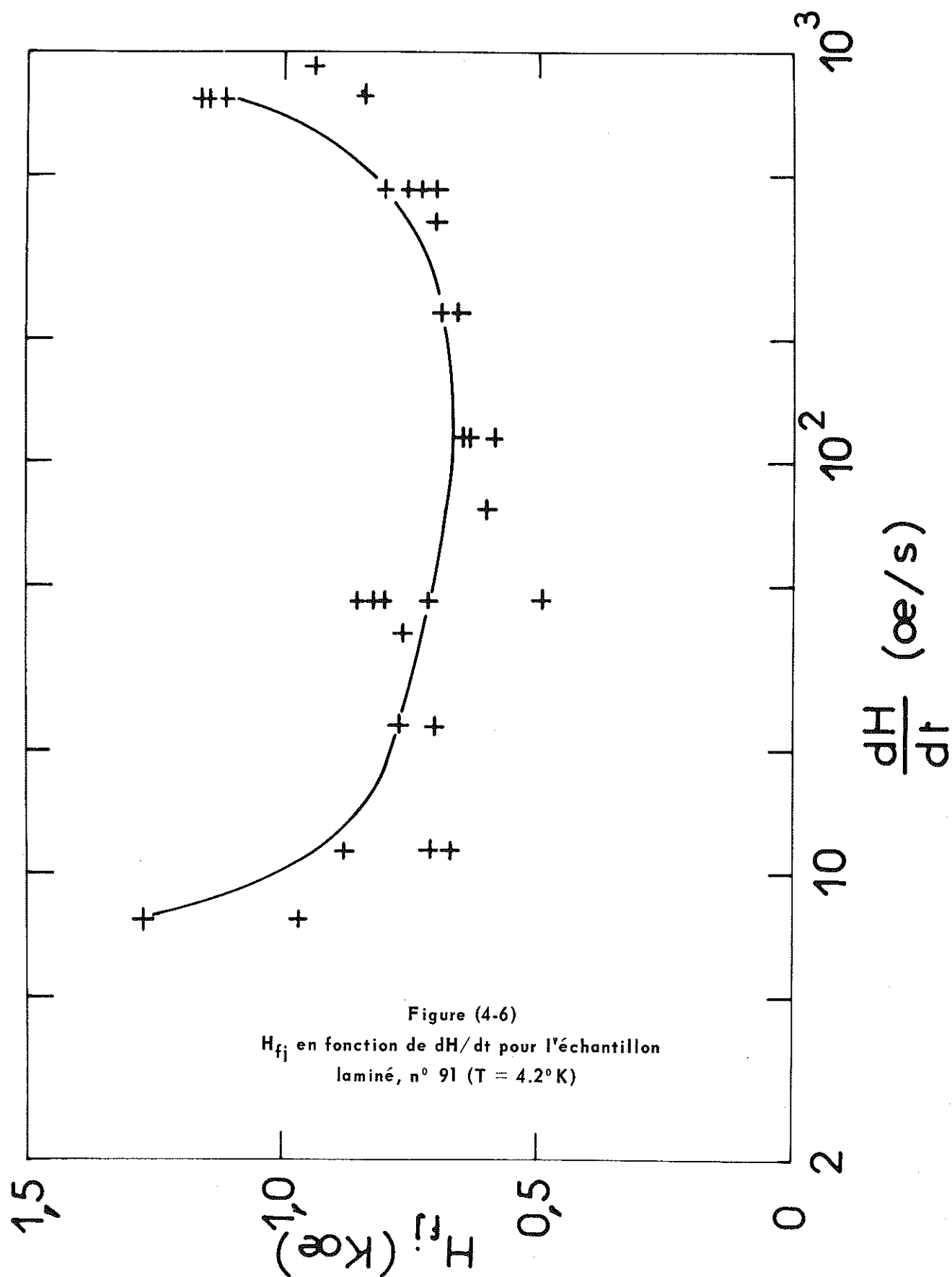
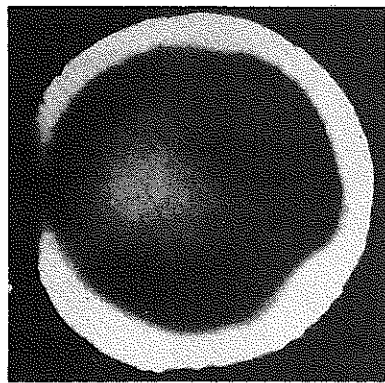
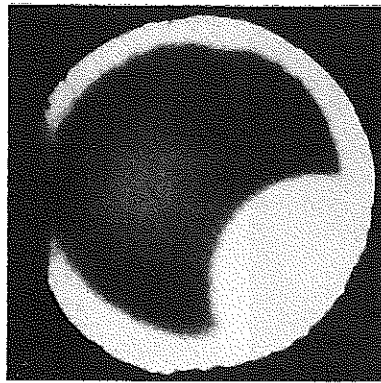


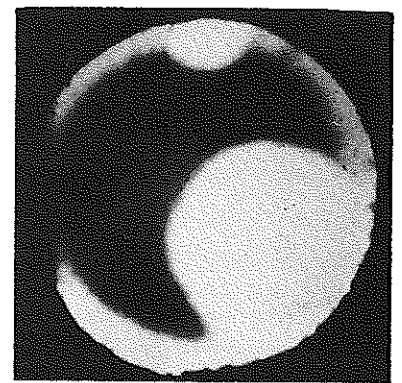
Figure (4-6)
 H_{fj} en fonction de $\frac{dH}{dt}$ pour l'échantillon
 laminé, n° 91 ($T = 4.2^\circ \text{K}$)



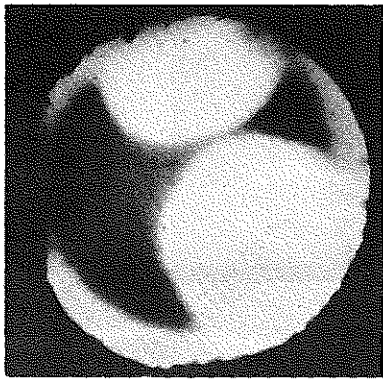
(a) 0.21 ms



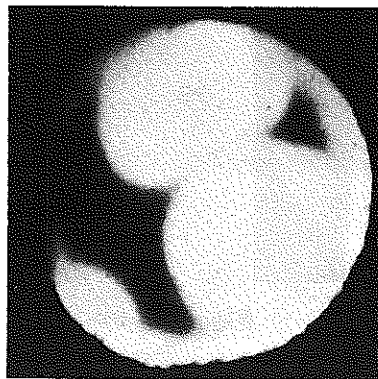
(b) 1.24 ms



(c) 0.21 ms



(d) 1.44 ms



(e) 0.51 ms



(f) 1.44 ms

Figure (4-7)

Trois sauts de flux dans l'échantillon de niobium n° 77 à 1.8° K.
Les temps sont pris du début des sauts

Il semble raisonnable de supposer que dans un milieu entièrement homogène, les sauts de flux seraient toujours du type «régulier». Les échantillons «purs» ont été suffisamment homogènes pour que la tendance naturelle du saut de flux n'ait pas été influencée de manière importante. Dans les alliages, en revanche, il y a probablement suffisamment d'inhomogénéités pour changer de manière importante l'évolution du saut. Comme nous le montrerons dans le chapitre V, des variations assez minimes de J_c et dJ_c/dT sont suffisantes pour expliquer le comportement observé. De cette façon, nous pouvons juger que le mécanisme de propagation des sauts est essentiellement le même pour les deux géométries, ce qui nous permet de discuter ensemble la plupart de leurs autres caractéristiques.

Une observation reliée au précédent est la pénétration anisotrope du flux dans le cas d'échantillons fortement laminés et ayant une orientation des grains préférentielle dans la direction de laminage. Ceci est illustré pour le cas de NZP/3, figure (4-10). Evidemment, il est plus facile pour le flux de pénétrer parallèlement à la structure de fibres que perpendiculairement.



Figure (4-9)

Quelques exemples de sauts « irréguliers » ($T = 1.8^\circ \text{K}$)

(a) Sauts de flux dans l'échantillon 10/1 (Nb - 52% Zr) commençant à l'état Meissner.

(b) Saut de flux dans l'échantillon NZP/3 (Nb - 25% Zr) après avoir baissé le champ rapidement

(c) Sauts de flux dans l'échantillon SN ($\text{Nb}_3 \text{Sn}$) commençant à l'état Meissner

Nous avons remarqué que des régions de plus forte densité de flux sont encore peu disposées à s'unir alors que l'aimantation de l'échantillon est plus avancée et des sauts de flux ont lieu dans les parties de l'échantillon déjà pénétrées. Ceci est illustré par la figure (4-12) qui montre la répartition du flux dans l'échantillon de niobium-zirconium NZP/4-1 dans un champ croissant, à environ 8 kOe. Les régions rouges correspondent à $B \approx 4.5 \text{ kOe}$, les vertes à $B \approx 7.0 \text{ kOe}$.

Après la première aimantation de l'échantillon, nous avons trouvé que lors de la décroissance du champ les sauts de flux hors de l'échantillon s'effectuent d'une manière très semblable aux sauts de flux entrant dans l'échantillon. Ceci est en accord avec les théories. Le saut est encore nucléé en un point sur le périmètre de l'échantillon et apparaît ainsi comme une région foncée se propageant vers l'intérieur. Les formes caractéristiques de ces sauts, leurs vitesses et leurs autres propriétés sont très semblables à celles obtenues dans un champ croissant. Donc, lorsque le champ est ramené à zéro, la structure se compose de régions pauvres en flux où des sauts ont eu lieu lors du balayage décroissant du champ, et du restant contenant encore des quantités de flux appréciables.

En réappliquant le champ dans le même sens qu'avant les sauts ont lieu de préférence dans les régions qui ont été évacuées. Ceci est illustré, figure (4-13). Puisque les régions évacuées sont celles contenant la plus faible densité de flux (donc les plus éloignées de l'équilibre avec le champ réappliqué et contribuant le plus à sa distorsion) on voit encore une fois que le saut de flux agit de manière à minimiser la distorsion du champ pour une quantité donnée de mouvement de flux.

Souvent, au cours de cycles d'aimantation successifs ou même lors d'un seul cycle, des sauts de flux se sont produits plusieurs fois au même endroit ou en un nombre réduit de sites. Dans ces cas, les sauts n'ont pas été nécessairement reproductibles, que ce soient en forme ou en dimension.

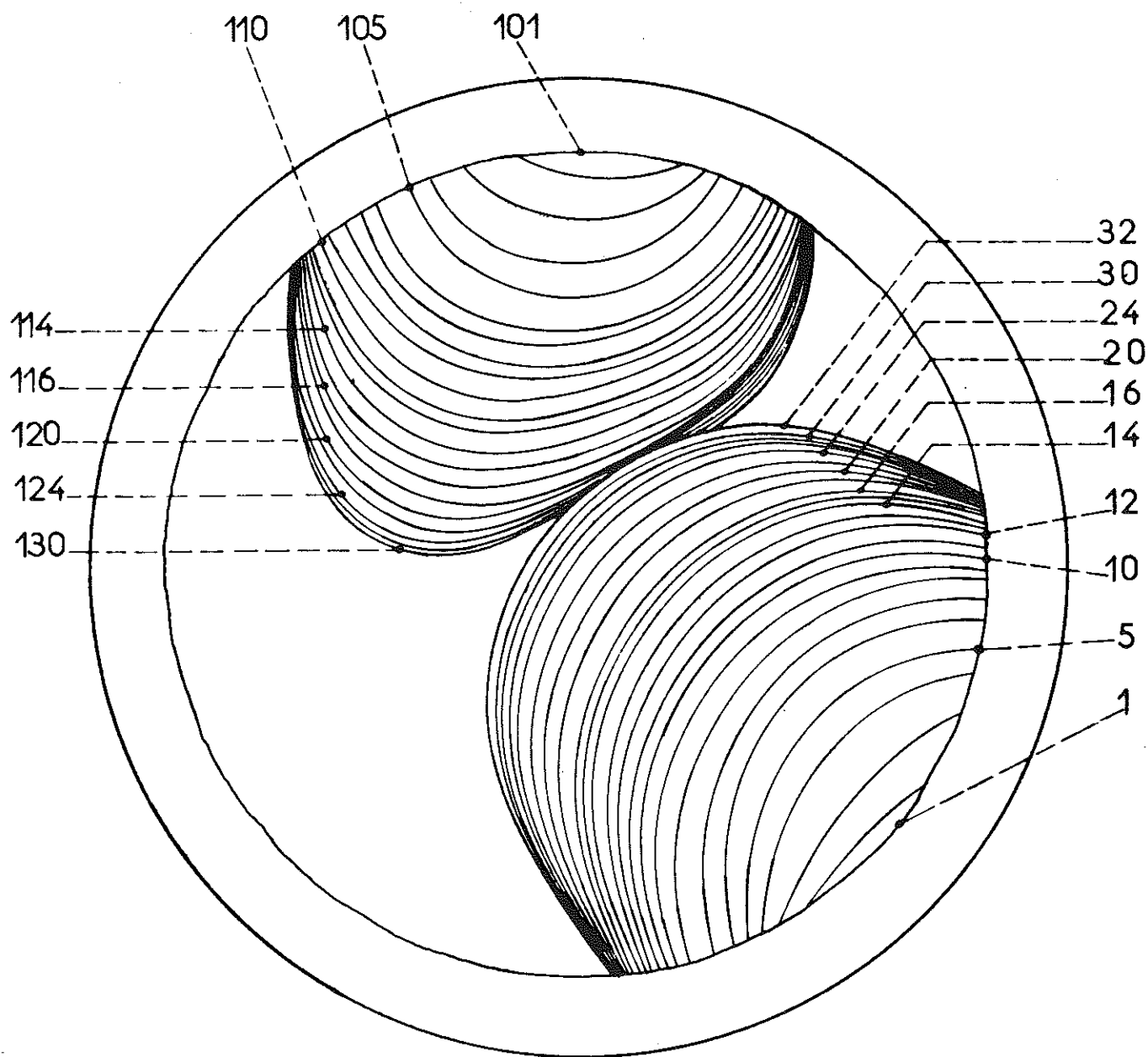


Figure (4-11)

Positions successives du front de flux des deux premiers sauts de flux montrés dans la figure (4-7). Les index se rapportent aux images à partir desquelles les contours ont été tracés, la période entre images étant $103 \mu s$

C- MESURES QUANTITATIVES DES VITESSES DES SAUTS DE FLUX

Les figures (4-14) et (4-15) représentent, respectivement, les résultats de mesures de la durée moyenne, τ , d'un saut de flux dans un échantillon donné, et de la vitesse moyenne, V .

Chacun des points expérimentaux montrés ici est une valeur moyenne portant sur un nombre important de sauts de flux (habituellement quelques dizaines) pour diverses conditions de T et dH/dt . Dans quelques-uns des cas typiques, la valeur la plus grande et la plus petite valeur obtenues pour un échantillon particulier sont indiquées figure (4-15)

Le trait le plus frappant est la décroissance très nette de τ (ou l'augmentation de V) pour une décroissance de l'épaisseur de l'échantillon, même dans le cas d'échantillons découpés dans un même matériau de base. Quelques-unes de ces familles d'échantillons ont été reliées par des droites dans les deux figures.

On peut noter une séparation des points en deux groupes distincts, ceux représentant les échantillons « purs » et ceux représentant les alliages : pour une épaisseur donnée, les sauts de flux ont tendance à être nettement plus lents dans un échantillon « pur » que dans un alliage.

Nous avons déjà signalé dans le chapitre III qu'il existe beaucoup de références dans la littérature qui montrent que le courant critique du niobium « pur » (Autler et al 1962, Tedmon et al 1965b, Williams et Catterall 1966), ou du niobium contenant des impuretés interstitielles ou des précipités (De Sorbo 1964, Van Ooijen et Van der Goot 1965), dépend très sensiblement du degré d'écrouissage. On trouve ainsi que J_c à 4.2°K dans un champ de 1 kOe a tendance à varier entre 20 A cm^{-2} pour un matériau polycristallin recuit et 10^5 A cm^{-2} pour un matériau fortement écroui. Un comportement similaire a été signalé pour le Nb-Ta (Heaton et Rose-Innes 1964).

Comme démontré dans le chapitre III, nos échantillons ont couvert une gamme importante de puretés et de degrés d'écrouissage. Evidemment, donc, nous avons eu des différences de J_c importantes entre, par exemple, les échantillons P 1 et P 5/1. La micrographie électronique, figure (3-10), montre que le premier a contenu peu de dislocations ; en revanche, le dernier, à part des précipités de carbure, a contenu d'importantes agglomérations de dislocations introduites par un fort laminage à froid. Toutefois, les points représentant tous les échantillons « purs » se trouvent dans la même bande étroite dans les figures (4-14) et (4-15) ; il n'y a pas de tendance pour les familles de points correspondantes à différents matériaux de se trouver sur des lignes indépendantes dans les figures. On peut dire la même chose des alliages, considérés comme faisant partie d'un deuxième groupe distinct, dont les points représentatifs occupent une autre bande dans les figures. Nous pouvons donc conclure que V (et τ) sont essentiellement indépendants de J_c .

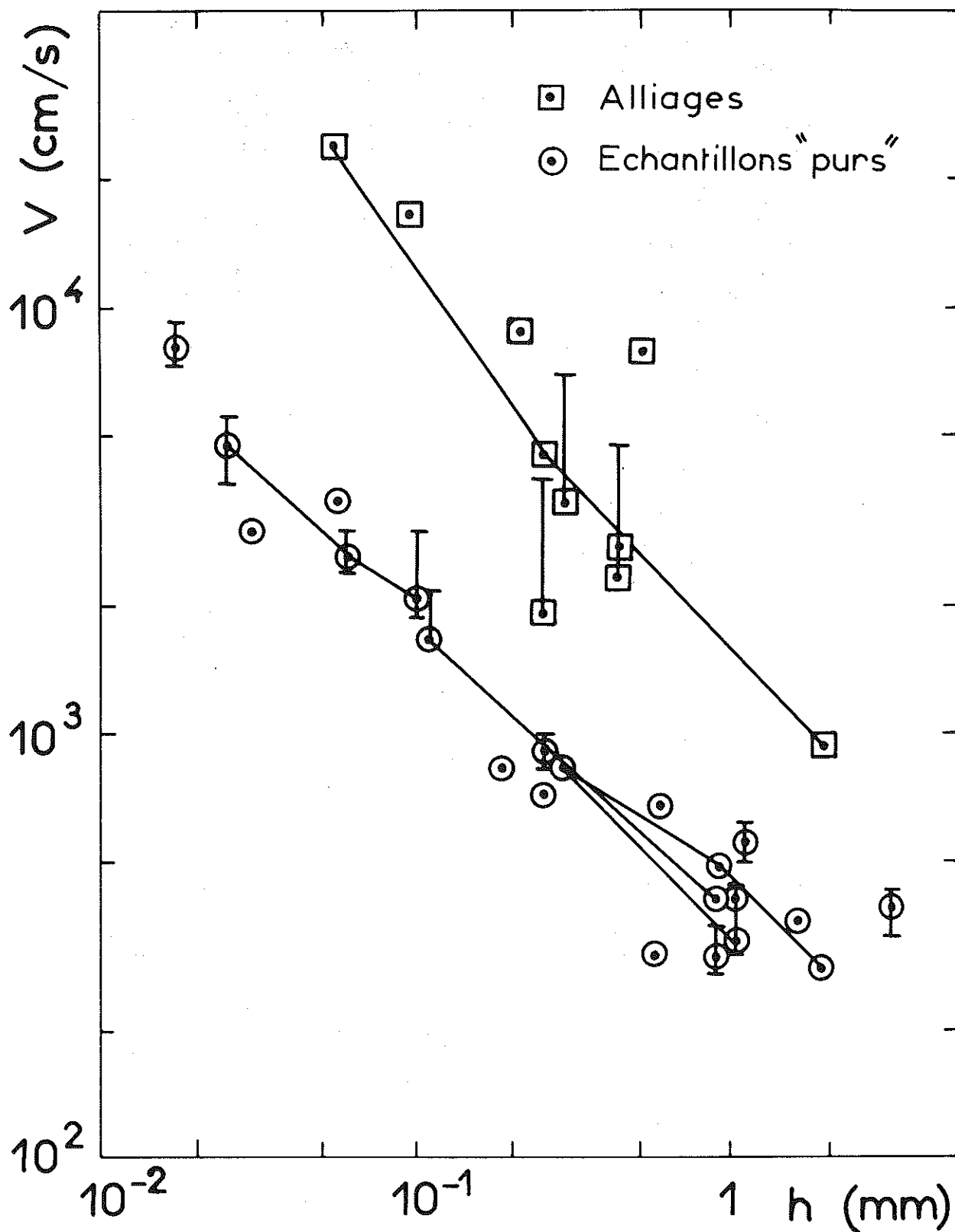


Figure (4-15)

La vitesse moyenne d'un saut de flux, V , en cm/s en fonction de h . Les valeurs les plus élevées et les plus faibles sont indiquées dans quelques cas typiques. Les points reliés correspondent également à des familles d'échantillons.

DISCUSSION ET INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

5

A- DISCUSSION DE LA VITESSE DES SAUTS DE FLUX

A première vue il semble y avoir deux problèmes distincts à discuter : les conditions de déclenchement d'un saut de flux et l'évolution du saut de flux une fois démarré. En fait, cependant, les problèmes sont reliés puisque la vitesse de propagation d'un possible saut doit être considérée en déterminant les conditions de déclenchement. De cette façon nous développerons dans cette section une expression analytique pour la vitesse d'un saut de flux et dans la partie B, nous montrerons comment cette expression explique les vitesses observées expérimentalement. Evidemment la géométrie de disque imposée pour des raisons expérimentales, a été fort défavorable pour l'analyse, et le calcul dans cette partie doit tenir compte des effets démagnétisants associés à cette géométrie. Dans les parties C et D, cependant, où l'on discute en termes plus généraux les conditions nécessaires pour le commencement d'un saut et l'état immédiatement après un saut, respectivement, la géométrie plus simple d'une plaque semi-infinie dans un champ parallèle a été adoptée.

Nous commençons ici en mentionnant les équations fondamentales qui seront la base de toutes les discussions suivantes.

$$\text{rot } \underline{B} = 4\pi \underline{J}_c \quad (1-12)$$

$$\oint \underline{E} \cdot d\underline{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \iint \underline{B} \cdot d\underline{s} \quad (5-1)$$

$$\left. \begin{aligned} E &= P_f (J - J_c) \\ &= 0 \end{aligned} \right\} \begin{aligned} J &> J_c \\ J &< J_c \end{aligned} \quad (1-13)$$

$$P_f = \rho_0 (B/H_{c2}) \quad (1-14)$$

$$C (\partial T / \partial t) - K \nabla^2 T = J \cdot E \quad (1-19)$$

(1-12) et (5-1) sont les lois d'Ampère et de Faraday exprimées sous la forme la plus commode ; (1-13) et (1-14), on le rappelle ici, sont des relations empiriques reliant le champ électrique et la densité de courant dans l'état mixte (Kim et al 1965) ; (1-14) est une approximation qui ne tient pas compte de la région non-linéaire de traînage de flux mais qui est exacte lorsque $T \rightarrow 0^\circ \text{K}$. Généralement P_f ainsi que J_c sont des fonctions de B et T , mais à faibles températures réduites (1-14) est

La partie intérieure de l'échantillon, $r < r_f(t)$ est traitée comme un corps diamagnétique de susceptibilité $\chi = -1/4\pi$, et pour calculer son coefficient de champ démagnétisant, $n(r_f)$, elle peut être rapprochée par un sphéroïde aplati ayant un axe polaire h et un rayon équatorial r_f . Dans ce cas-là

$$1 - n(r_f) \approx \frac{\pi h}{4 r_f} \quad (5-3)$$

lorsque $r_f \gg h$ (Stoner 1945). Si le corps est placé dans un champ axial H_o , le champ en un point sur l'équateur est donné par

$$\frac{H_o}{1 + 4\pi n \chi} = \frac{H_o}{1 - n} = \frac{4r_f}{\pi h} H_o = H_e \quad (5-4)$$

Ceci, en fait, est le champ qui agirait sur la partie intérieure de l'échantillon s'il n'avait pas de courants dans la partie extérieure. Nous supposons que ces courants existent et que leurs intensités sont telles qu'ils réduisent le champ sur la partie intérieure de H_e , donné par (5-4), à une valeur H_{c1}^* . En outre, nous supposons que $H_{c1} \ll H_e$, ce qui nous permet de négliger H_{c1} . Ainsi, d'après la loi d'Ampère,

$$\int_{r_f - h/2}^{R h/2} 4\pi J dz dr = \oint \underline{H} \cdot d\underline{l} = H_s h + H_s (R - r_f) \tan \theta \quad (5-5)$$

où le premier terme représente le bord extérieur de l'échantillon et où le deuxième terme a été obtenu en se servant de l'approximation linéaire (5-2') et en supposant, dans une autre approximation, que toutes les lignes de force magnétiques s'approchent des faces de l'échantillon sous le même angle θ , Figure (5-1). De cette façon, H_s est le champ au bord extérieur de l'échantillon qui a été modifié par la présence des courants dans la région de pénétration.

* En l'absence de courants, une situation paradoxale existerait, car le champ apparent au bord de l'échantillon serait supérieur à H_{c2} . Ceci est considérée en détail dans l'annexe E.

En notant que la f.e.m. autour d'un trajet circulaire de rayon r dans l'échantillon est $2\pi rE(r)$, les équations (5-1), (1-13), (1-14) et (5-6) se combinent et donnent

$$\int_{r_f}^R dr \left[J_c + \frac{1}{2\pi r \rho_f(B_2)} \frac{\partial}{\partial t} \int_{r_f}^r 2\pi s B_2 ds \right] = \frac{1}{\pi^2} \frac{r_f}{h} H_o \quad (5-7)$$

si l'on se sert de l'approximation (5-2), et

$$\int_{r_f}^R dr \left[J_c + \frac{1}{2\pi r \rho_f(B_2)} \frac{\partial}{\partial t} \int_{r_f}^r 2\pi s B_2 \left(\frac{s-r_f}{R-r_f} \right) ds \right] = \frac{1}{\pi^2} \frac{r_f}{h} H_o \quad (5-7')$$

en utilisant (5-2'). Les solutions de (5-7) et (5-7') sont

$$-r_f \log(R/r_f) dr_f/dt = (\rho_f/B_2) \left[\frac{r_f}{\pi^2 h} H_o - (R-r_f) J_c \right] \quad (5-8)$$

$$-G(R, r_f) dr_f/dt = (\rho_o/H_{c2}) \left[\frac{r_f}{\pi^2 h} H_o - (R-r_f) J_c \right] \quad (5-8')$$

$$\text{où } G(R, r_f) = \left(\frac{2}{3} R - \frac{1}{2} r_f \right) + \left(\frac{1}{2} R - \frac{2}{3} r_f \right) \frac{r_f}{R-r_f} \log(r_f/R)$$

$G(R, r_f)$ ne varie pas beaucoup par rapport à $r_f \log(R/r_f)$. Par exemple, lorsque $(R-r_f) \ll R$, il a la valeur $5/4 (R-r_f)$ au lieu de $(R-r_f)$ et lorsque $r_f = \frac{1}{2} R$ ce terme vaut 0.30 au lieu de 0.345. Ceci démontre que l'approximation plus grossière (5-2) n'introduit qu'une petite erreur numérique, fait qui arrive plus ou moins par hasard mais qui est assez commode puisqu'il permet l'emploi de l'expression simple (1-14).

La solution statique de (5-8), dans laquelle $dr_f/dt = 0$, correspond à l'état critique (Bean 1962, 1964) et peut être exprimée par $H_c = 4\pi (R-r_f) J_c$. Afin d'étudier la vitesse d'un saut de flux, nous allons faire une autre approximation qui est aussi grossière que (5-2) mais qui est justifiée par les résultats expérimentaux, comme cela sera montré dans la partie suivante : nous supposons qu'à un instant donné, J_c décroît uniformément de sa valeur initiale $J_c(T_o)$ à une valeur beaucoup plus faible $J_c(T_F)$. Il est équivalent de supposer que la température croît instantanément de T_o à T_F . Durant ce temps-là, la résistivité ρ_f ne change guère puisqu'elle dépend moins sensiblement de la

température que J_c . Donc, nous avons au départ $\frac{r_f}{\pi^2 h} H_o \gg (R-r_f) J_c(T_F)$, et (5-8) est réduit à

$$-\frac{dr_f}{dt} \approx \frac{1}{\pi^2} \frac{\rho_f(B_2)}{h} \frac{H_o}{B_2} \frac{1}{\log(R/r_f)} \quad (5-9)$$

Lorsque $(R-r_f) \ll R$, la forme intégrée de (5-9) est

$$\frac{(R-r_f)^2}{\Delta t} \approx \frac{2}{\pi^2} \frac{H_o}{B_2} \frac{\rho_f(B_2)}{h} R = \frac{1}{2\pi} \frac{H_o}{B_2} \rho_f(B_2) \frac{1}{1-n(R)} \quad (5-10)$$

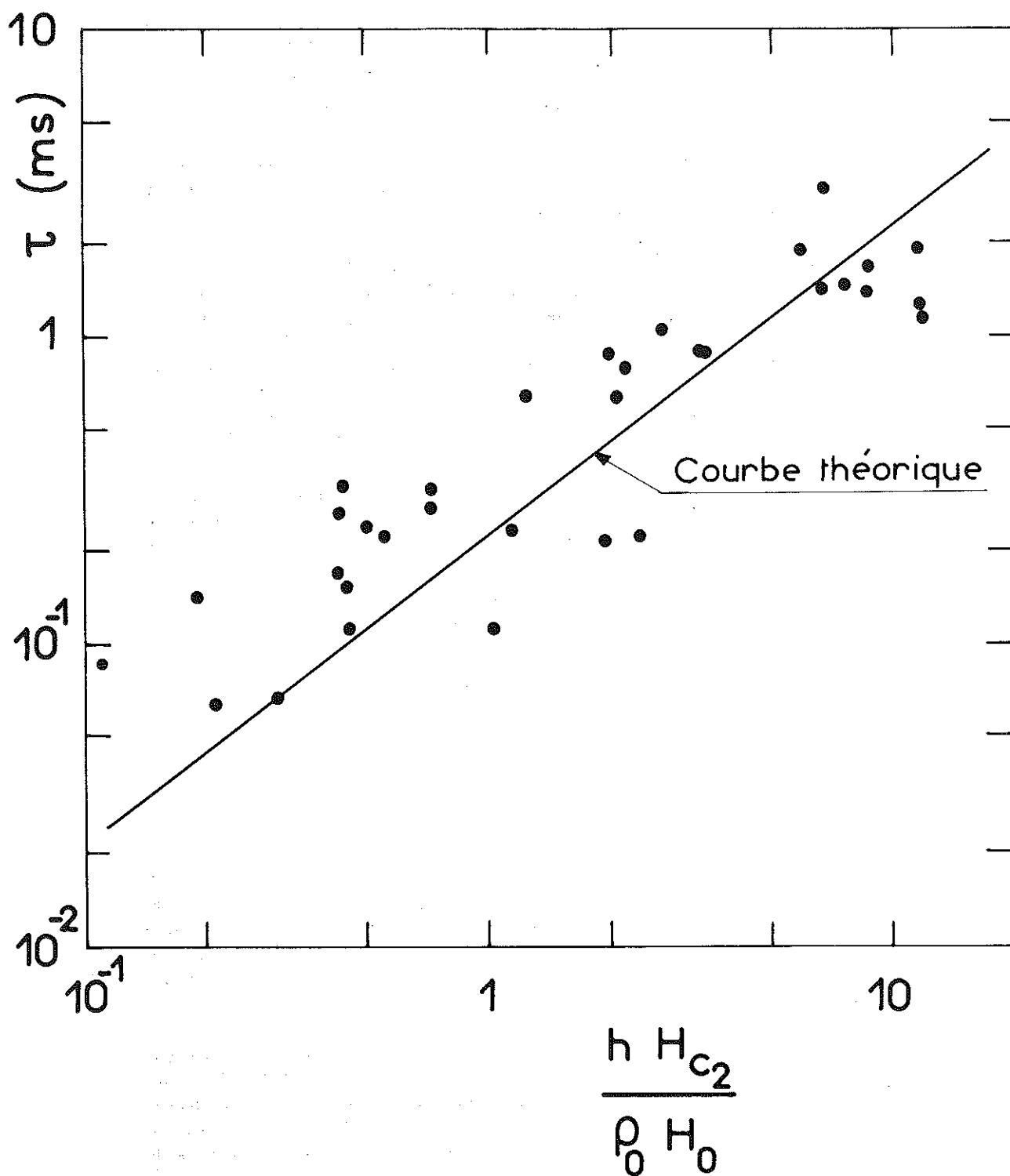


Figure (5-2)

La durée moyenne d'un saut de flux, τ , en ms, en fonction de $(h H_{c2} / \rho_0 H_0)$, où h est en mm et ρ_0 en $\mu\Omega \cdot \text{cm}$; la droite théorique a été obtenue de l'équation (5-9)

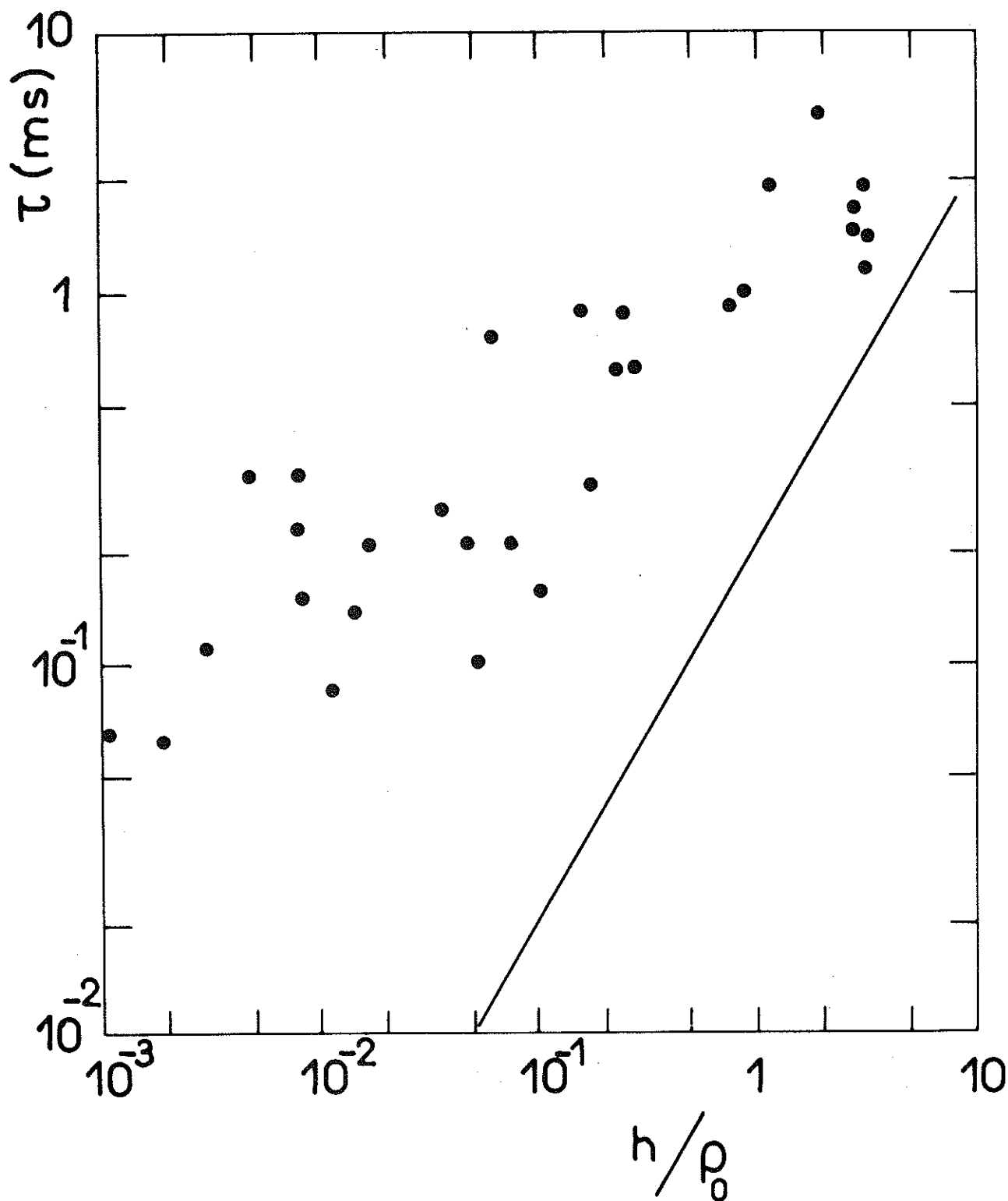


Figure (5-3)

τ en ms, porté en fonction de (h/ρ_0) . La droite théorique est à la même position que sur la figure (5-2); dans cette figure-ci, elle correspond au cas où on prend ρ_0 pour la résistivité à l'état mixte; elle représente par conséquent, la limite inférieure pour τ .

approximativement valable. L'analyse suivante s'applique à un échantillon sans effet de champ démagnétisant et ayant une surface plane, c'est-à-dire, une plaque dans un champ parallèle. Elle est basée sur une approximation similaire à (5-2') : la densité de flux varie linéairement de la valeur $H_s + B_1$ à la surface à B_1 à une profondeur ℓ (Figure (5-5)). Dans ce cas-là, en utilisant (1-12), la densité de courant est reliée à ℓ , par la relation

$$4\pi J\ell = 4\pi J_c(T_0)\ell_0 = H_s \quad (5-11)$$

Considérons maintenant ce qui se passe si une augmentation spontanée de la pénétration du flux a lieu en un instant donné lorsque H_s reste fixe ; c'est-à-dire, ℓ commence à partir de sa valeur initiale ℓ_0 . D'après (5-11), nous avons

$$J - J_c(T) = \frac{J_c \ell_0}{\ell} - J_c - \frac{dJ_c}{dT}(\Delta T) \quad (5-12)$$

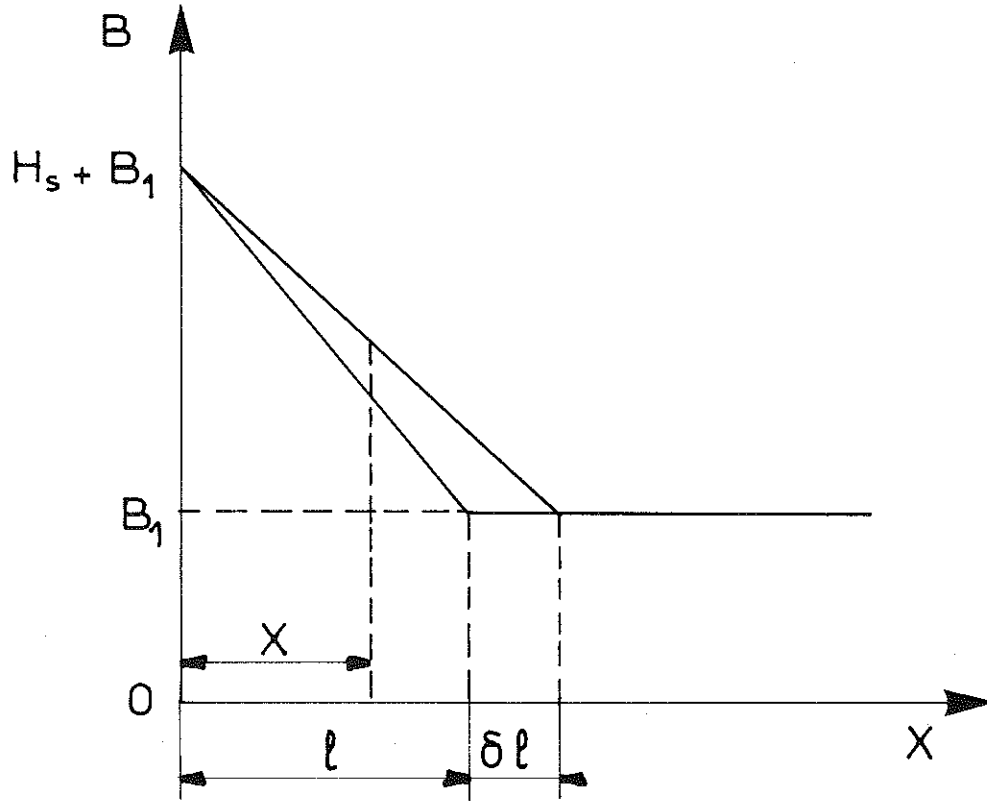


Figure (5-5)

La distribution du champ supposée près de la surface d'une plaque supraconductrice dans un champ parallèle ; au départ, le supraconducteur est à l'état critique.

où ΔT est l'augmentation de température moyenne dans la région de pénétration. Si nous considérons le dernier terme, et utilisons (1-19) avec $K = 0$,

$$\frac{dJ_c}{dT}(\Delta T) = \frac{dJ_c}{dT} \frac{1}{C} \frac{1}{\ell} \int_0^\ell \int_0^t J \cdot E \, dx \, dt$$

où λ est donné par (1-25). Enfin,

$$\overline{J - J_c(T)} = \left(\frac{9 H_s}{4 H_s + 9 B_1} \right) \frac{H_{c2}}{\rho_o} \frac{d\ell}{dt} = \frac{1}{4 \pi \lambda^2} \left[H_s - \frac{H_{fi}^2}{H_s} \right] \delta\ell \quad (5-19)$$

lorsque $\delta\ell \ll \ell$, et où

$$H_{fi} \equiv \left(\frac{-12 \pi J_c C}{(dJ_c/dT)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5-20)$$

La solution de (5-19) est une exponentielle qui montre qu'au début $\delta\ell$ est proportionnel à $e^{\gamma t}$, où

$$\gamma = \frac{d\ell/dt}{\delta\ell} = \frac{\rho_o}{4 \pi \lambda^2 H_{c2}} \left[B_1 + \frac{4}{9} H_s \right] \left[1 - \frac{H_{fi}^2}{H_s^2} \right] \quad (5-21)$$

Il est clair que le supraconducteur est instable si γ est supérieur à zéro, c'est-à-dire, si $H_s > H_{fi}$, où H_{fi} vaut 1.10 fois la valeur de Swartz et Bean et de Wipf donné par (1-26). Le facteur numérique est dû au fait que leurs traitements du problème sont plus exactes que le nôtre, mais la base du calcul est la même. Il est utile à ce stade, de clarifier le symbolisme utilisé pour les divers champs d'instabilité. Nous avons adopté le symbole de Wipf H_{fi} pour signifier une condition nécessaire à une instabilité, que celle-ci soit « limitée », ou qu'un vrai saut de flux ait lieu. H_{fi} , d'autre part, est strictement une grandeur expérimentale. Plus loin, nous définirons un troisième champ, H_{fr} , qui représente une condition suffisante pour l'arrivée d'une instabilité « avalanche » (saut de flux).

Pour conclure, si H_s a une valeur supérieure à H_{fi} , donnée par (5-20), une instabilité peut avoir lieu. Au départ, la vitesse de déplacement du flux croîtra exponentiellement; peu après, les approximations conduisant à (5-19) ne seront plus valables et la vitesse s'approchera de la valeur limite, (5-9). Ceci est illustré par la figure (5-6).

Supposons maintenant, en continuant à ne pas admettre la possibilité de transfert de chaleur hors de l'échantillon, que la conductibilité thermique K n'est plus nulle mais que l'on a encore $D\mu \gg D_\theta$. Le terme en K domine le membre gauche de (1-19) sauf si $\ell \frac{d\ell}{dt} \gg D_\theta$, c'est-à-dire, sauf si $\delta\ell \gg \delta\ell_c$ où

$$\delta\ell_c = \frac{D_\theta}{\ell\gamma} = \frac{-4 \pi K H_{c2}}{\rho_o (B_1 + \frac{4}{9} H_s) \left(\frac{dJ_c}{dT} \right) (H_s - H_{fi}^2/H_s)} \quad (5-22)$$

Ceci suggère que le saut ne peut continuer sous l'effet de sa propre chaleur que lorsqu'il a déjà couvert une certaine distance $\delta \ell_c$; donc qu'il existe une condition de nucléation reliée à $\delta \ell_c$. (5-22) n'est strictement valable que lorsque $\delta \ell_c \ll l$, ou en utilisant (1-14) et (1-26), lorsque $\left[\frac{H_s^2}{H_{fi}^2} - 1 \right] \left[1 + \frac{4 H_s}{9 B_1} \right] \gg \frac{D_\theta}{D_\mu}$. Soumis à cette limitation, (5-22)

montre que $\delta \ell_c$ décroît rapidement lorsque H_s croît au-dessus de H_{fi} . Par exemple, lorsque $H_s = 2 H_{fi}$, $\delta \ell_c$ est de l'ordre de 10^{-4} cm dans des alliages durs. Un changement $\delta H_s = 4 \pi J_c \delta \ell_c$ sera suffisant pour nucléer un saut de flux, pourvu qu'il ait lieu en un temps court par rapport à celui nécessaire à la chaleur pour diffuser hors de la région de pénétration l .

Si le champ appliqué H est balayé uniformément, la condition pour l'arrivée d'un saut de flux est

$$\frac{dH}{dt} \geq 4 \pi J_c \delta \ell_c D_\theta / l^2, \text{ ce qui peut être réexprimé par}$$

$$\left(B_1 + \frac{4}{9} H_s \right) H_s (H_s^2 - H_{fi}^2) \geq (4 \pi J_c)^4 D_\theta^2 4 \pi \lambda^2 H_{c2} \rho_o \left(\frac{dH}{dt} \right)^{-1} \quad (5-23)$$

H_{fi} peut être considéré comme la valeur du champ excédentaire pour lequel un saut a lieu dans la limite de balayages de champ rapides*. En effet, malgré le fait que (5-22) ne soit pas valable dans ses conditions, un saut doit avoir lieu près de H_{fi} lorsqu'un noyau arbitrairement grand est disponible.

Si H_{fr} est cette valeur de H_s qui fait de (5-23) une égalité pour (dH/dt) limité, H_{fr} sera le champ pour lequel un saut doit être nucléé par l'action uniquement d'un balayage de champ uniforme. Pour une valeur donnée de dH/dt il y aura une gamme de valeurs de H_s entre H_{fi} et H_{fr} dans laquelle un saut peut avoir lieu, pourvu qu'il soit déclenché par un autre moyen, par exemple, une irrégularité du balayage ou une fluctuation thermique.

Le coefficient de $(dH/dt)^{-1}$ du membre droit de (5-23) est difficile à estimer avec précision, mais il suggère que H_{fr} est souvent plus élevé d'un ordre de grandeur que les valeurs de H_{fi} expérimentales. Dans la figure (5-7) la quantité $H_{fi}^2 (H_{fi}^2 - H_{fi}^2)$ est portée en fonction de dH/dt pour les échantillons 4 et 6c de Wipf et Lubell (1965), et pour notre échantillon NZP/4-1, tous étant du Nb - 25% Zr à 4.2° K. Une relation linéaire du type (5-23) est assez bien suivie, malgré les nettes différences entre les pentes, nos résultats se situant entre les deux cas extrêmes de Wipf et Lubell. Néanmoins, ceci n'est pas déraisonnable puisque les quantités expérimentales déterminant la pente ne sont connues qu'avec peu de précision; en outre, de petites différences de propriétés, comme J_c , entre un échantillon et l'autre sont considérablement agrandies en les levant à de plus hautes puissances.

* Mais non pas si rapide qu'un changement de H_s n'est pas transmis suffisamment rapidement sur la région dans l'état critique.

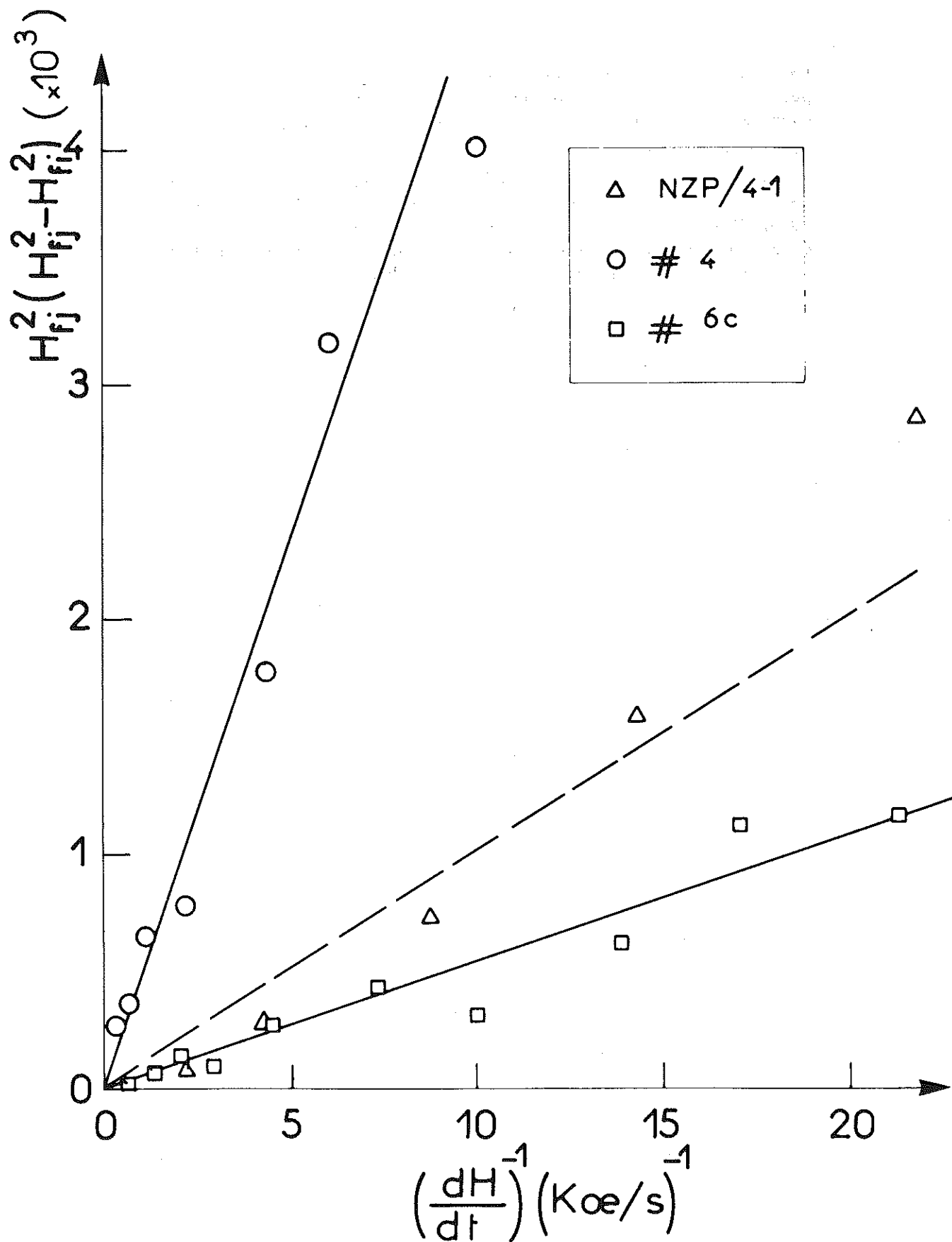


Figure (5-7)

$H_{fj}^2 (H_{fj}^2 - H_{fi}^2)$ en fonction de dH/dt pour trois échantillons de Nb - 25% Zr à 4.2°K. L'information concernant les échantillons 4 et 6c a été obtenue de Wipf et Lubell (1965)

CONCLUSION

L'utilisation de l'effet Faraday s'est avérée être une technique puissante pour obtenir des informations sur la répartition macroscopique du flux dans des échantillons supraconducteurs. Elle nous a permis d'étudier différents types d'effets associés à la cinétique de pénétration du flux dans les supraconducteurs de deuxième espèce, en particulier, les sauts de flux. En ce qui concerne ce dernier phénomène, nous avons observé plusieurs effets déjà étudiés à l'aide d'autres méthodes (qui en donnaient en général une description moins détaillée), ainsi que des effets nouveaux, mis en lumière grâce à la possibilité de «voir» les sauts de flux.

L'étude des sauts de flux semble impliquer l'étude de deux problèmes principaux qui sont, jusqu'à un certain point, liés : premièrement, établir les conditions nécessaires et suffisantes de déclenchement d'un saut, deuxièmement, déterminer l'évolution d'un saut lorsqu'il a commencé. Ce dernier problème comprend la vitesse de propagation du saut, la forme qu'il acquiert et l'endroit où il s'arrête. Nous avons présenté de nouvelles informations expérimentales concernant les deux problèmes cités que nous avons discutés dans l'optique de ces résultats. Notre étude des conditions de déclenchement d'un saut de flux a été fondée, de même que les tentatives précédentes, sur la considération des propriétés thermiques (en particulier, l'effet de la température sur J_c). Cependant, nous avons montré que, une fois déclenché, un saut de flux prend une vitesse dont on peut rendre compte sans référence explicite aux propriétés thermiques ; un traitement quantitatif plus précis devrait évidemment tenir compte des variations des paramètres ρ_f et J_c en fonction de la température. Nous avons démontré que la diffusivité observée est une diffusivité effective qui est, pour des raisons géométriques, beaucoup plus grande que la diffusivité magnétique vraie.

Gilchrist (communication privée) a généralisé les considérations qui conduisent à l'équation (5-23) et il espère, en raison des possibilités actuelles du calcul numérique, établir les conditions nécessaires et suffisantes de l'instabilité, en fonction des différentes valeurs de D_0 et de dH/dt .

La détermination de l'endroit où se termine un saut de flux nécessite, elle aussi, une étude détaillée des propriétés thermiques. L'étude quantitative de la grandeur des sauts et de la distribution du flux dans la région pénétrée (avant ainsi qu'après diffusion thermique) offre un champ de travail complémentaire. Des prises de vue à haute cadence et en lumière blanche sont susceptibles d'apporter beaucoup d'informations à ce sujet ; on pourrait en particulier, les comparer aux prévisions détaillées du modèle de l'état critique adiabatique. D'autres études où l'utilisation de l'effet Faraday pourrait être utile comprennent celles des sauts de flux dans des matériaux particulièrement inhomogènes tels que les eutectiques (Evetts et al 1964), et dans les supraconducteurs synthétiques de deuxième espèce, comme ceux décrits par exemple par Watson (1964).

où μ est le moment magnétique et k la constante de Boltzmann ; d'après cette hypothèse, la rotation θ est proportionnelle à l'aimantation $\sigma = N\mu \tanh \mu H/kT$. Dans le cas où il y a $2J + 1$ niveaux, σ est de la forme

$$\sigma = Ng J \mu_B B_J (g J \mu_B H/kT) \quad (6-3)$$

où B_J est la fonction de Brillouin d'ordre J .

Puisque θ , comme σ , est proportionnel à H s'il n'y a pas saturation, pour un matériau donné, on considère habituellement le rapport θ/H . Cette quantité, par unité de trajet optique, dans la direction du champ, est connue sous le nom de constante de Verdet, V . C'est-à-dire

$$\theta = V H d \quad (6-4)$$

Van Vleck et Hebb (1934) ont montré théoriquement ainsi qu'en examinant les résultats expérimentaux de Becquerel et De Haas (1928) obtenus sur le CeF_3 et la tysonite que, dans certaines conditions, vérifiées pour la plupart des ions de terres rares, la proportionnalité entre θ et σ est conservée même dans le cas plus général où la loi de Curie n'est pas suivie. Cela se produit à condition que la décomposition sous l'effet du couplage spin-orbite soit grand par rapport à kT et que le potentiel cristallin ainsi que le champ magnétique aient peu d'effet sur la fréquence des transitions.

Dans la vérification expérimentale de cette théorie, il était important de déterminer avec précision les axes optiques des cristaux fortement anisotropes qu'on trouve dans la nature. Cette difficulté a été surmontée par l'emploi de verres isotropes contenant de fortes densités d'ions de terres rares. Alers (1959) a mesuré les rotations de Faraday dans des verres de métaphosphate de cérium ($\text{Ce}(\text{PO}_3)_3$) de différentes concentrations à la température de l'hélium liquide jusqu'à des champs de 60 kOe, pour $\lambda = 5460 \text{ \AA}$.

Plus récemment, Berger et Rubinstein (1964), en se servant d'un verre concentré de métaphosphate de cérium, ont comparé les variations de la constante de Verdet et de la susceptibilité magnétique, en fonction de la température ; ils ont trouvé un accord excellent comme prévu par la théorie de Van Vleck et Hebb. Les mêmes auteurs ont également étudié la rotation de Faraday en fonction de la longueur d'onde à la température ambiante pour divers phosphates (Berger et al 1964) et borates (Rubinstein et al 1964) de terres rares (III) vitrifiés.

b- résultats expérimentaux

D'après des études systématiques sur des éthyl sulphates de terres rares (par exemple, Becquerel 1936, Becquerel et van den Handel 1940) et aussi d'après les résultats d'Alers, les mesures aux plus basses températures peuvent être représentées par l'expression

$$\theta = \theta_{\infty} \tanh \mu H/kT + BH \quad (6-4)$$

où θ_{∞} et B sont des constantes. Ceci indique que seul le niveau le plus bas, un état doublet de Kramers, est effectivement peuplé.

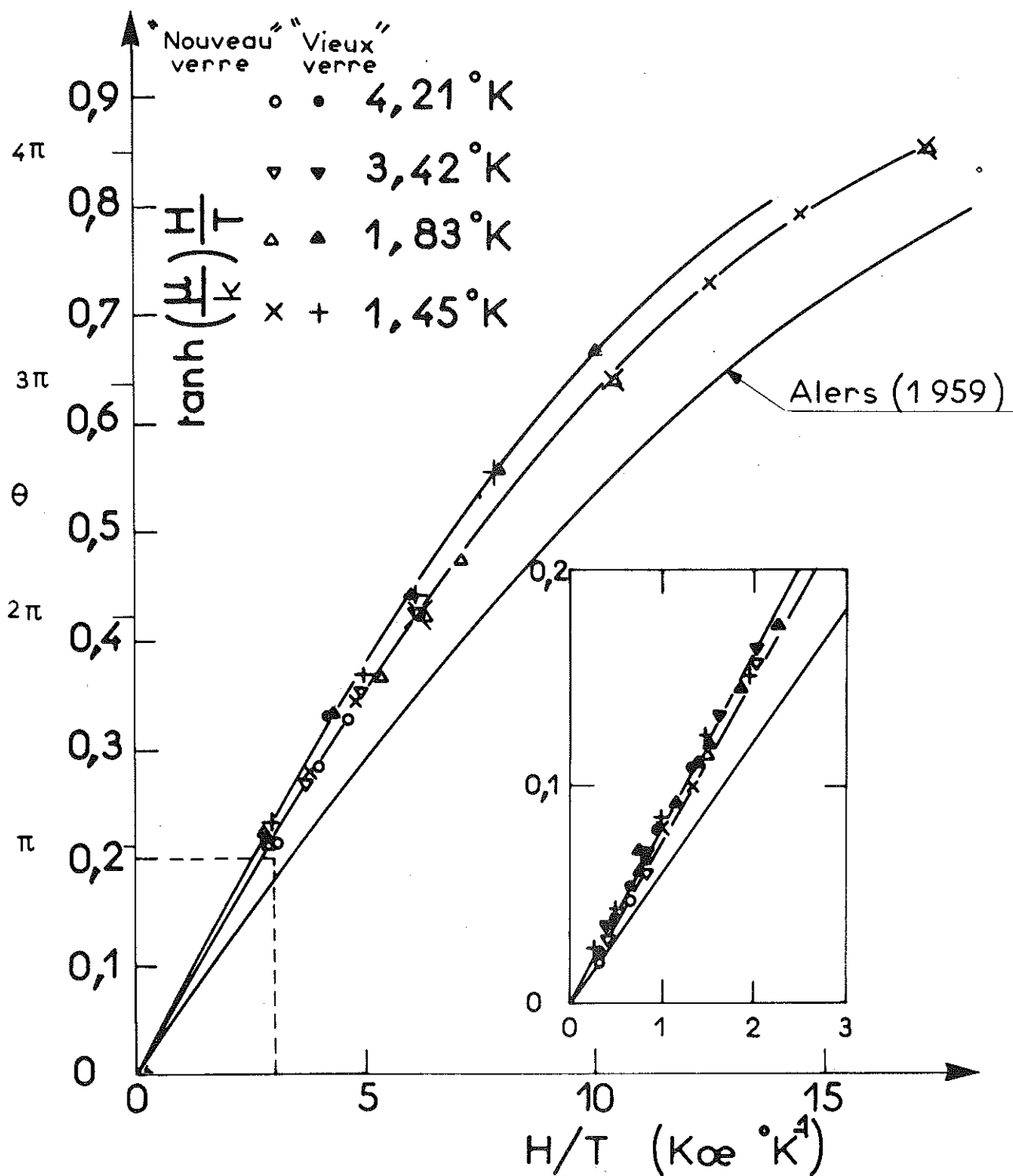


Figure (6-1)

L'angle de rotation de Faraday Θ par mm de trajet optique porté en fonction de H/T pour deux lots de $\text{Ce}(\text{PO}_3)_3$ pur, vitrifié ; nos résultats sont comparés à ceux d'Alers (1959). Les courbes continues représentent les fonctions $\tanh$ les mieux adaptées ($\lambda = 5461 \text{ \AA}$).

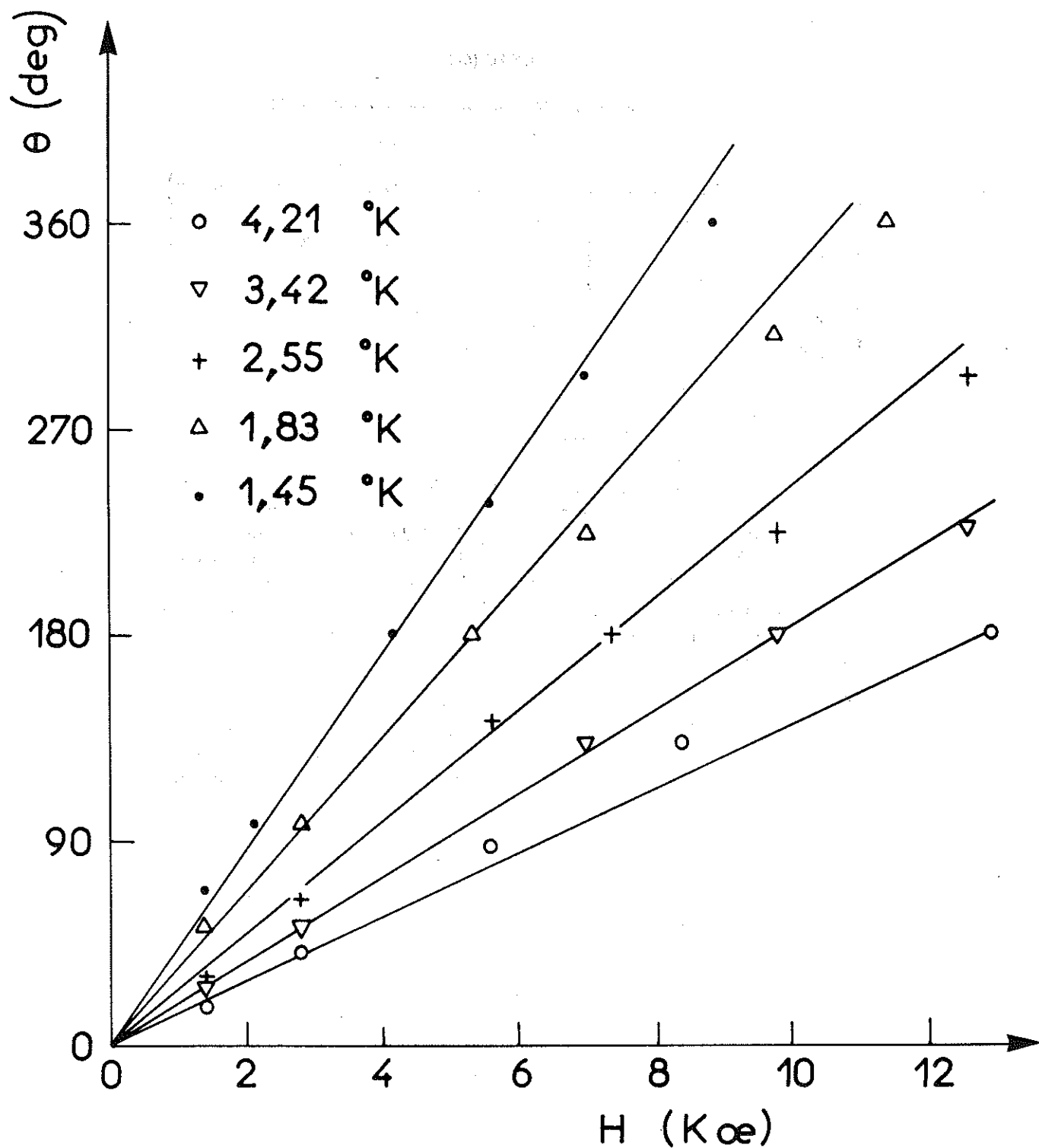


Figure (6-2)

L'angle de rotation de Faraday Θ pour un trajet optique de 1.00 mm dans le «nouveau» verre, porté en fonction du champ magnétique à différentes températures.

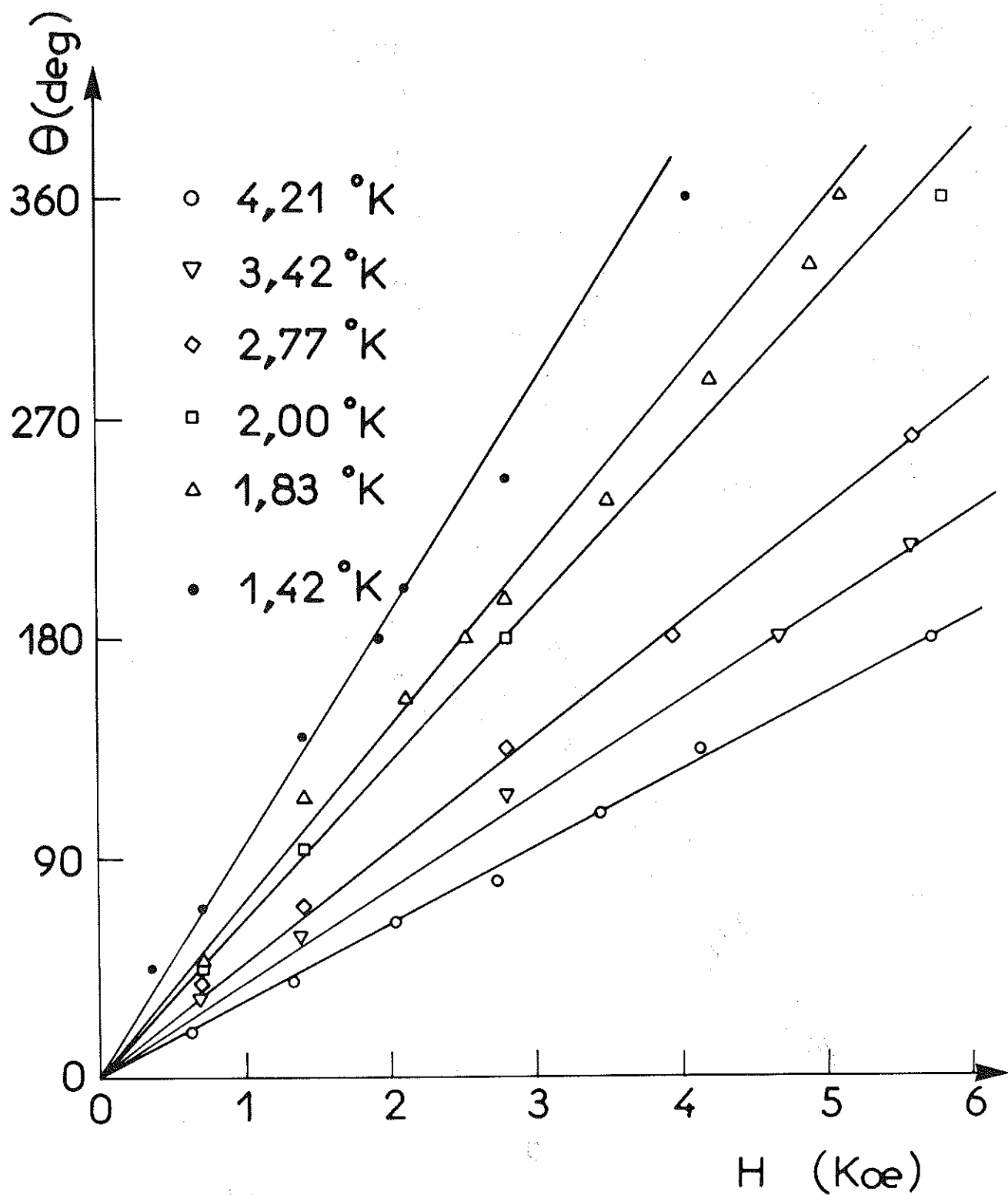


Figure (6-3)

L'angle de rotation de Faraday Θ pour un trajet optique de 1.92 mm dans le «vieux» verre, porté en fonction du champ magnétique à différentes températures.

ANNEXE B

MISE EN EVIDENCE DE COURANTS DE SURFACE A L'AIDE DE COURBES D'AIMANTATION

Dans le chapitre III, en utilisant les résultats publiés ainsi que nos mesures, nous avons montré que l'état métallurgique d'un échantillon influe considérablement sur son comportement magnétique ; ce dernier est en effet déterminé uniquement par la capacité de transport de courant de l'échantillon si on se réfère au modèle de l'état critique de Bean (1962, 1964).

Plusieurs auteurs (Bean 1962, 1964, Kim et al 1963a, Fietz et al 1964, Goedemoed et al 1967) se sont servis de différentes relations fonctionnelles entre J_c et B pour calculer la courbe d'aimantation $M(H)$, et ont trouvé qu'ils pouvaient expliquer plusieurs traits de leurs courbes expérimentales. Malheureusement, le cas inverse, soit le calcul de $J_c(B)$ à partir de $M(H)$, est bien plus ambigu en raison du comportement peu prévisible d'effets de surface, dont la grande importance a souvent été démontrée.

Bean et Livingston (1964) ont postulé l'existence d'une barrière de surface agissant comme un obstacle au déplacement des lignes de flux dans un champ variable ; cette hypothèse a quelque support expérimental (Joseph et Tomash 1964, De Blois et De Sorbo 1964). En outre, Swartz et Hart (1965) ont trouvé que le flux a plus de difficultés à traverser la surface en entrant dans le supraconducteur de type II qu'en sortant. Par conséquent, les effets de surface seront moins gênants dans une mesure en champ extérieur décroissant ; la base la plus convenable pour le calcul du courant critique dans la masse est la valeur de l'aimantation rémanente en champ nul, obtenue après saturation de l'échantillon dans un champ fort. Pour le cas d'une longue plaque d'épaisseur h en champ parallèle, Bean a obtenu de (1-12)

$$J_c = \frac{B_r}{\pi h} \quad (\text{u.e.m.}) \quad (6-5)$$

où B_r est la densité de flux rémanente moyenne en champ nul.

Nous avons utilisé nos mesures d'aimantation et l'expression (6-5) afin de calculer J_c pour tous les échantillons « purs » ainsi que pour la plupart des alliages employés dans ce travail. Ces valeurs sont portées en fonction de h , l'épaisseur de l'échantillon, figure (6-5).

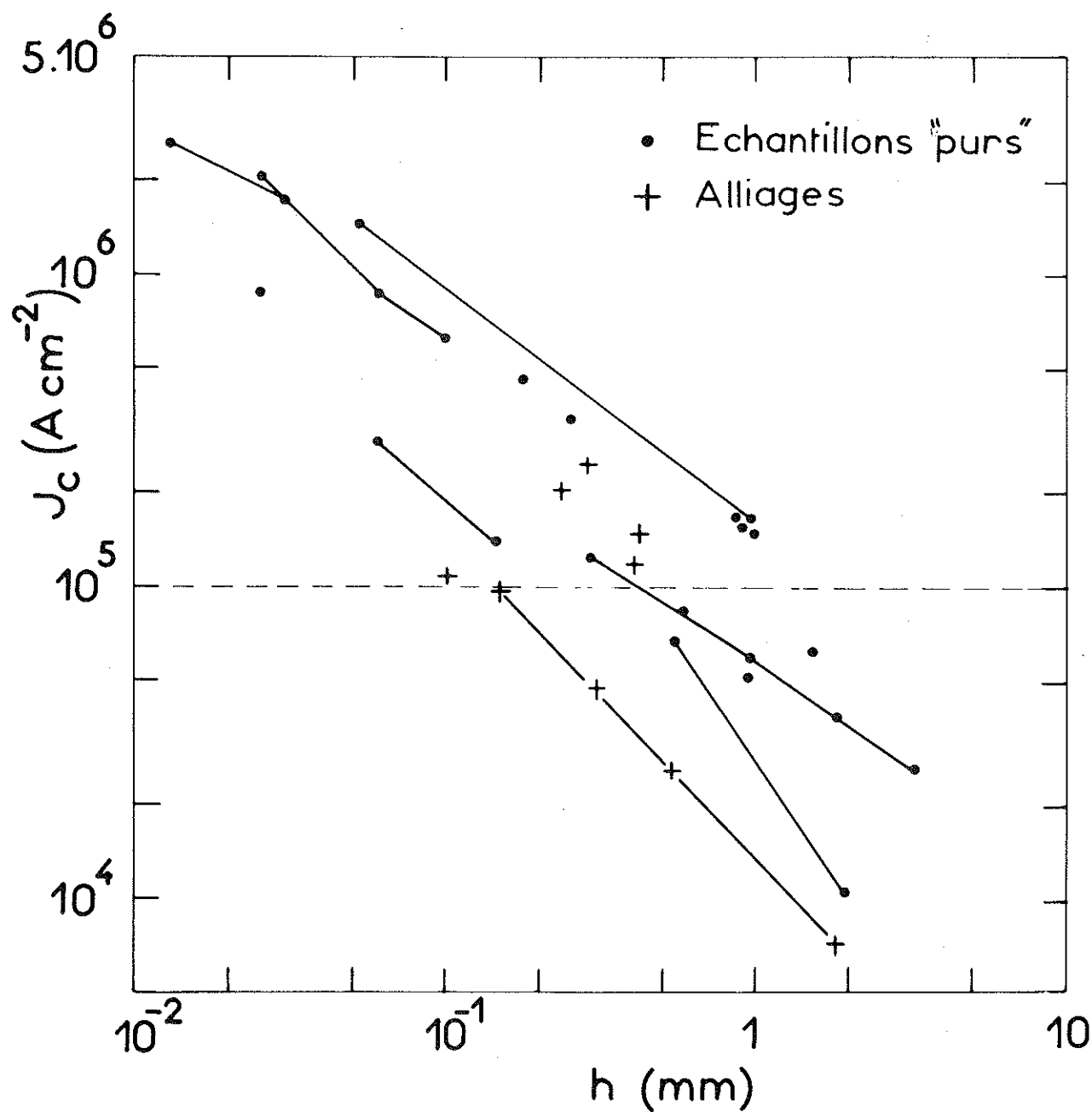


Figure (6-5)

Les valeurs de J_c , évaluées d'après les courbes d'aimantation en utilisant le modèle de Bean, portées en fonction de l'épaisseur de l'échantillon. Les points reliés par des droites représentent des familles d'échantillons ayant des propriétés métallurgiques de masse semblables. La valeur $10^5 A/cm^2$ est à peu près la limite supérieure de J_c trouvée dans la littérature pour le niobium écroui.

ANNEXE C

LA FORCE D'INTERACTION APPARENTE ENTRE DES REGIONS DE FLUX MACROSCOPIQUES

Prenons le cas d'une grande plaque mince de matériau supraconducteur dans un champ perpendiculaire ; il est possible de voir d'une manière qualitative l'influence de forces sur la densité de flux dans le matériau en effectuant une analyse de Fourier à une dimension. On peut ainsi étudier l'effet d'inhomogénéités du champ extérieur. Dans cette annexe nous faisons ce calcul afin d'expliquer une observation particulière dont nous avons déjà fait la description en section 4B : la répugnance des régions de flux à s'unir. L'effet a été observé à travers tout l'état mixte mais il est commode dans le contexte de ce traitement semi-quantitatif de ne considérer que des valeurs du champ voisines de H_{c1} .

Considérons (Figure (6-6)) une plaque de demi-épaisseur $h/2$ et de susceptibilité $\ll 1$ contenant deux fronts de flux que, par simplicité, l'on choisit en forme de fonction échelon. Les équations du champ sont dans ce cas :

$$(\text{rot } H)_y = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = 0 \quad (6-6)$$

$$\text{div } B = \text{div } H = \frac{\partial H_z}{\partial z} + \frac{\partial H_x}{\partial x} = 0 \quad (6-7)$$

Dans l'analyse de Fourier de la distribution du champ nous supposons que $B > 0$ pour $-\pi\ell < x < \pi\ell$. Donc

$$\left. \begin{aligned} H_z &= H_0 + \sum_{n=1}^{\infty} H_{zn} \cos (nx/\ell) \\ H_x &= \sum_{n=1}^{\infty} H_{xn} \sin (nx/\ell) \end{aligned} \right\} \quad (6-8)$$

d'après (6-6)

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{dH_{xn}}{dz} \sin \frac{nx}{\ell} + \sum_{n=1}^{\infty} H_{zn} \frac{n}{\ell} \sin \frac{nx}{\ell} = 0$$

et d'après (6-7)

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{dH_{zn}}{dz} \cos \frac{nx}{\ell} + \sum_{n=1}^{\infty} H_{xn} \frac{n}{\ell} \cos \frac{nx}{\ell} = 0$$

Ainsi

$$\frac{dH_{xn}}{dz} + \frac{n}{\ell} H_{zn} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{dH_{zn}}{dz} + \frac{n}{\ell} H_{xn} = 0$$

$$\frac{d^2 H_{zn}}{dz^2} = -\frac{n^2}{\ell^2} H_{zn}$$

$$H_{zn} = H_{zn}(0) e^{-(nz/\ell)} = H_{xn} \quad (6-9)$$

$$\text{Si à } z=0, H_z = H_0 + \sum_{n=1}^{\infty} H_n \cos (nx/\ell),$$

$$\left. \begin{aligned} H_z(x,z) &= H_0 + \sum_{n=1}^{\infty} H_n e^{-(nz/\ell)} \cos (nx/\ell) \\ \text{et} \quad H_x(x,z) &= \sum_{n=1}^{\infty} H_n e^{-(nz/\ell)} \sin (nx/\ell) \end{aligned} \right\} \quad (6-10)$$

Considérons uniquement l'espace au-dessus du plan central de l'échantillon. Hors de l'échantillon $B = H$; dans l'échantillon, $B \ll H_i$, où H_i est le champ local en un point. Puisque l'énergie libre par unité de volume est beaucoup plus grande à l'intérieur, nous pouvons admettre que B intérieur est perpendiculaire au plan $x-y$, c'est-à-dire, $\text{div } \underline{B} = 0$.

Supposons que, dans la région $-\pi\ell < x < \pi\ell$, $B = B(x)$ où $B(x)$ est une fonction de symétrie paire ayant des composantes de Fourier A_n . L'énergie dans le demi-espace supérieur est alors

$$E = \iiint_{z=-h}^{\infty} \frac{H}{4\pi} dx dz dB$$

où H et B sont des valeurs locales

$$\begin{aligned} &= \iint_{z=0}^{\infty} \frac{H^2}{8\pi} dx dz + \iint_{z=-h}^0 \frac{H_i}{4\pi} dx dz dB \\ &= \iint_{z=-h}^{\infty} \frac{H_0^2}{8\pi} dx dz + \sum_{n=1}^{\infty} \iint_{z=0}^{\infty} \frac{A_n^2}{8\pi} e^{-2(nz/\ell)} \left[\cos^2 \left(\frac{nx}{\ell} \right) + \sin^2 \left(\frac{nx}{\ell} \right) \right] dx dz \\ &\quad + h \iint_{-\pi\ell}^{\pi\ell} \frac{H_i dB}{4\pi} dx - h \int_{-\pi\ell}^{\pi\ell} \frac{H_0^2}{8\pi} dx \end{aligned}$$

ANNEXE D

VITESSE DES SAUTS DE FLUX CALCULEE D'APRES DES CONSIDERATIONS THERMODYNAMIQUES

Toutes les fois qu'un problème physique peut être résolu en considérant des champs et des courants, comme nous l'avons fait en section 5A pour le cas de la vitesse de sauts de flux, il est aussi possible de travailler en termes d'énergies et de potentiels. Dans cette annexe nous faisons un calcul similaire à celui fait en section 5A, mais en partant d'une expression de l'énergie magnétique dissipée au cours d'un saut de flux. Les approximations sont assez semblables à celles faites au chapitre V.

On suppose que la conduction thermique peut être négligée. Exprimons la première loi de la thermodynamique

$$\Delta Q = 0, \quad dU = dW \quad (6-13)$$

L'expression habituelle pour le travail fait sur un corps aimantable est $\int (\underline{H}_0 \cdot d\underline{M}) dV$, où $\underline{H}_0$ comme nous l'avons déjà introduit plus tôt, est le champ loin de l'échantillon. Pour dU nous écrivons :

$$\begin{aligned} dU &= (\partial U / \partial B)_T dB + (\partial U / \partial T)_B dT \\ &= \int_{ech} dV C_B dT \end{aligned} \quad (6-14)$$

où C_B est la chaleur spécifique par unité de volume pour B constant. (6-13) devient

$$\int_{ech} dV (\underline{H}_0 \cdot d\underline{M}) = \int_{ech} dV C_B dT \quad (6-15)$$

Les signes d'intégration dans (6-15) ne peuvent pas être supprimés parce que la chaleur n'est pas nécessairement produite à l'endroit précis où la densité de flux varie à un instant donné.

ANNEXE E

LE CHAMP A UNE DISTANCE X DE L'EQUATEUR D'UN SPHEROIDE APLATI DIAMAGNETIQUE

Nous avons vu en section (5A) que le champ en un point de l'équateur d'un disque supraconducteur vierge placé dans un champ axial H_0 est donné par l'expression (5-4),

$$H_e = H_0 / (1 - n)$$

si l'on suppose que le disque peut être représenté par un sphéroïde aplati diamagnétique, où n est le coefficient du champ démagnétisant. Ce dernier, comme l'a calculé Stoner (1945), est représenté [figure (6-7)] en fonction de m , rapport de l'axe polaire à l'axe équatorial $\frac{h}{2R}$. Pour les échantillons les plus minces utilisés dans ce travail, n a été voisin de l'unité; le champ équatorial a été donc au moins 300 fois supérieur à sa valeur loin de l'échantillon. Dans le cas de tous les échantillons, y compris le niobium, aucune pénétration du champ extérieur n'a été visible en dessous d'un champ appliqué de 100 Oe. Nous nous sommes donc trouvés confrontés au paradoxe suivant : le bord de l'échantillon semble rester supraconducteur dans un champ effectif de 30 kOe, soit plus de 5 fois la valeur de H_{c2} pour le niobium ! Evidemment, une pénétration de flux quelconque a eu lieu, et l'effet des courants d'écrantage dans la région de pénétration a eu pour effet de réduire le champ équatorial à H_{c2} et la valeur au bord du flux intérieur à H_{c1} , comme nous l'avons supposé en section (5A).

Ces considérations nous ont incité à calculer le champ en fonction de la distance du bord de l'échantillon pour le cas hypothétique où celui-ci est un ellipsoïde diamagnétique sans courants. D'après ce calcul, donné ci-dessous, le champ tombe très rapidement sur une distance inférieure à la limite de résolution d'environ 0.1 mm qu'on peut atteindre avec la méthode de rotation de Faraday. Ainsi, une très petite pénétration de flux dans l'échantillon, nettement inférieure à la limite de résolution, suffirait à réduire la valeur locale du champ sur tout l'échantillon à des valeurs égales ou inférieures à H_{c2} .

Le problème électrostatique correspondant a été résolu par Stratton (1941). La surface de l'ellipsoïde est décrite par

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1 \quad (a \geq b \geq c) \quad (6-21)$$

Le champ uniforme appliqué dans la direction de z crée un potentiel

$$\Phi_a = -z H_a z \quad (6-22)$$

Le potentiel en un point quelconque hors de l'ellipsoïde est donné par

$$\Phi = \Phi_a \frac{1 + \frac{abc}{2} \frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_2} \int_0^\xi \frac{ds}{(s+c)^2 R_s}}{1 + \frac{abc}{2} \frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_2} \int_0^\infty \frac{ds}{(s+c)^2 R_s}} \quad (6-23)$$

μ_1 est la perméabilité de l'ellipsoïde (0, dans notre cas) μ_2 est la perméabilité du milieu (= 1, dans notre cas). Stratton définit ξ tel que

$$\frac{x^2}{a^2 + \xi} + \frac{y^2}{b^2 + \xi} + \frac{z^2}{c^2 + \xi} = 1 \quad (6-24)$$

($\xi > 0$ hors de l'ellipsoïde et $\xi \approx x^2 + y^2 + z^2$ à grandes distances), et

$$R_s = \sqrt{(s+a^2)(s+b^2)(s+c^2)} \quad (6-25)$$

Dans notre cas, l'ellipsoïde est un ellipsoïde de révolution autour de l'axe de z ; donc, $a = b$ et nous avons

$$\Phi = -z H_a z \frac{1 - \frac{a^2 c}{2} \int_0^\xi \frac{ds}{(s+a^2)(s+c^2)^{3/2}}}{1 - \frac{a^2 c}{2} \int_0^\infty \frac{ds}{(s+a^2)(s+c^2)^{3/2}}} \quad (6-26)$$

Le champ cherché est

$$\underline{H} = - \text{grad } \Phi \quad (6-27)$$

Sur le plan équatorial ($z = 0$) la seule composante de H est, par symétrie, la composante de z

$$H_z = - \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (6-28)$$

donc

$$g = \frac{m}{(1-m^2)^{3/2}} \left[\frac{\sqrt{1-m^2}}{m} - \cos^{-1} m - \frac{\sqrt{1-m^2}}{\lambda \sqrt{1-m^2}} + \sin^{-1} \frac{\sqrt{1-m^2}}{\lambda} \right] \quad (6-32)$$

$$\text{où } \lambda \equiv \frac{r}{a} \geq 1$$

L'expression (6-32) est identique à l'équation (4-5) dans l'article de Stoner lorsque $\lambda = \infty$, c'est-à-dire, $g(m, \infty) = n$. Nous avons aussi $g(m, 1) = 0$. L'équation (6-32) peut être exprimée

$$\begin{aligned} g(m, \lambda) &= \frac{1}{(1-m^2)} \left[1 - \frac{m}{\sqrt{1-m^2}} \cos^{-1} m \right] - \left[\frac{m}{(1-m^2) \sqrt{\lambda^2 + m^2 - 1}} \right. \\ &\quad \left. - \frac{m}{(1-m^2)^{3/2}} \sin^{-1} \frac{\sqrt{1-m^2}}{\lambda} \right] \\ &= n - \left[\frac{m}{(1-m^2) \sqrt{\lambda^2 + m^2 - 1}} - \frac{m}{(1-m^2)^{3/2}} \sin^{-1} \frac{\sqrt{1-m^2}}{\lambda} \right] \quad (6-33) \end{aligned}$$

Donc, en général, l'équation (6-29) devient

$$H_z = H_{az} \frac{1 - g(m, \lambda)}{1 - g(m, \infty)} \quad (6-34)$$

ou, en substituant (6-33)

$$\frac{H_z}{H_{az}} = \frac{(1-n) + \frac{m}{(1-m^2) \sqrt{\lambda^2 + m^2 - 1}} - \frac{m}{(1-m^2)^{3/2}} \frac{\sin^{-1} \sqrt{1-m^2}}{\lambda}}{(1-n)} \quad (6-35)$$

Il est maintenant possible de déduire des formules approximatives applicables à différentes distances du bord de l'échantillon.

(a) Considérons d'abord le champ très près du bord et admettons que H_z/H_{az} varie linéairement.

$$\begin{aligned} \frac{dg}{d\lambda} &= \frac{m}{(1-m^2)^{3/2}} \frac{d}{d\lambda} \left[\sin^{-1} \frac{\sqrt{1-m^2}}{\lambda} - \frac{\sqrt{1-m^2}}{\sqrt{\lambda^2 + m^2 - 1}} \right] \\ &= \frac{m}{\lambda (\lambda^2 + m^2 - 1)^{3/2}} \quad (6-36) \end{aligned}$$

et

$$\frac{H_z}{H_{az}} = \frac{m + 2\epsilon}{\sqrt{m^2 + 2\epsilon}} \cdot \frac{2}{\pi m} \approx \frac{2}{\pi \sqrt{m^2 + 2} (\lambda - 1)} \quad (6-42)$$

(c) Loin de l'échantillon, c'est-à-dire, pour $\lambda \gg 1$, $H_z - H_{az}$ est simplement le champ dipolaire $-M/r^3$, où M est le moment magnétique de l'échantillon,

$$M = -\frac{1}{4\pi} \cdot \frac{4\pi a^2 c}{3} H_z \quad (\lambda = 1)$$

où

$$H_z (\lambda = 1) = \frac{H_{az}}{1 - n} \approx \frac{2}{\pi m} H_{az}$$

Donc,

$$\frac{H_z}{H_{az}} - 1 \approx \frac{1}{r^3} \cdot \frac{a^2 c}{3} \cdot \frac{2}{\pi m} = \frac{2}{3\pi \lambda^3} \quad (6-43)$$

Comparons ces diverses approximations avec la solution exacte (6-35) pour deux cas typiques rencontrés dans nos expériences. Pour le premier, les résultats pour $m = 0.1$, correspondant à l'un des échantillons épais, sont portés, figure (6-8); dans le deuxième, pour $m = 0.004$, ce qui correspond à l'un des échantillons les plus minces, les résultats sont représentés, figure (6-9). Nous voyons que dans ce dernier cas le champ tombe très abruptement, atteignant la moitié de la valeur au bord à une distance seulement d'environ $4 \cdot 10^{-4}$ mm. A un mm de l'équateur il est 1.85 fois la valeur du champ appliqué. Pour $m = 0.1$, où le champ équatorial est nettement moins concentré, la demi-valeur est atteinte à environ 0.2 mm, et à 1 mm le champ est 1.9 fois H_0 .

Evidemment la résolution limitée de notre méthode ne nous permettrait pas de suivre la variation aigue du champ près de l'équateur. Cependant, lorsqu'une pénétration de flux sensible a eu lieu aux champs plus élevés, nous avons pu observer et mesurer un maximum aplati près du bord de l'échantillon. La valeur précise à l'équateur aurait pu être mesurée, par exemple, en utilisant une sonde à couche mince de bismuth.

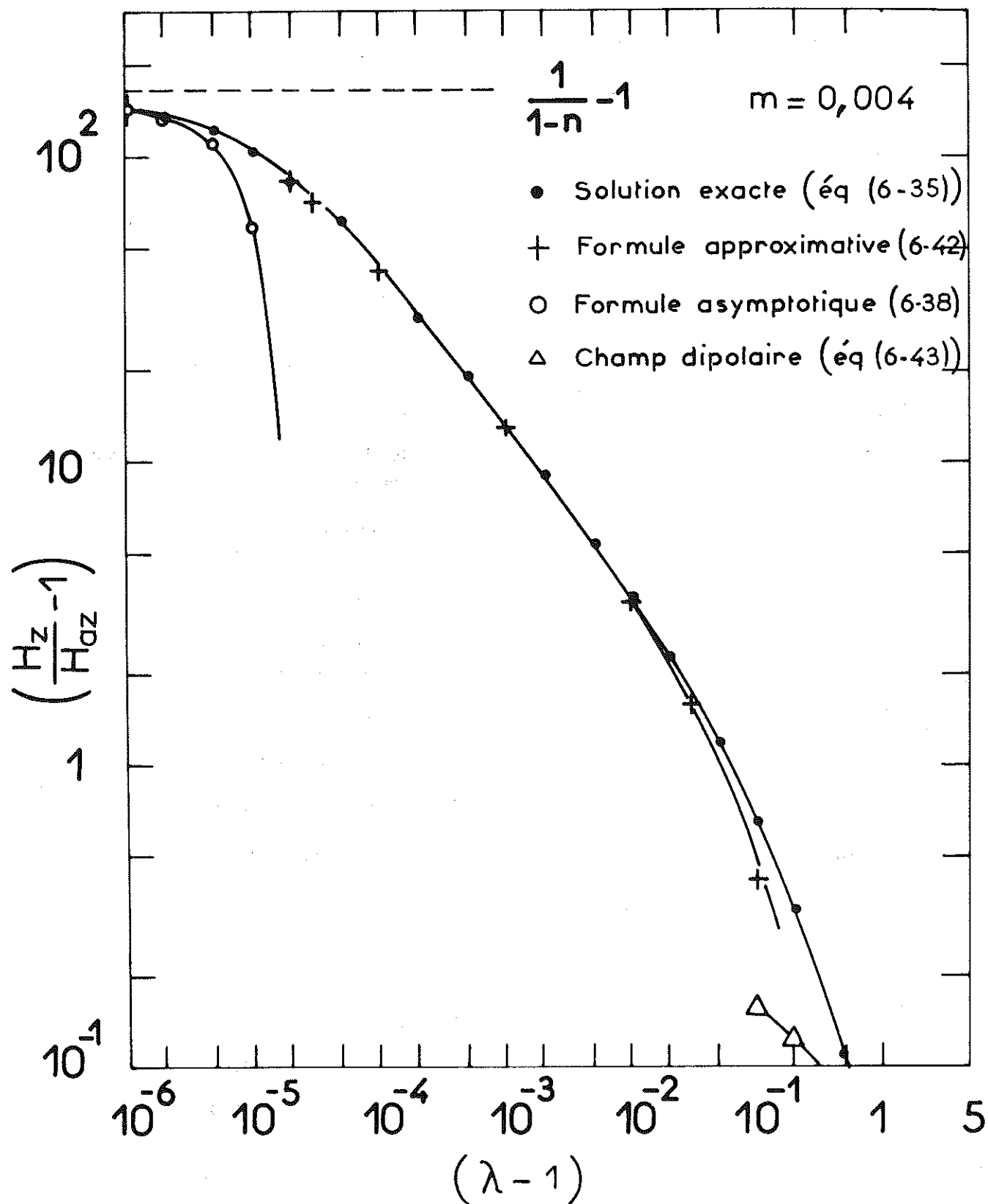


Figure (6-9)

Carte de champ en fonction de la distance du plan équatorial d'un sphéroïde aplati diamagnétique ayant un rapport d'axes de 0.004.

BLAUGHER, R.D.	Cleveland Conference on Superconductivity IV, p. 121 (1964)
BOERSCH, H.	Cryogenics (à paraître) (1967)
BON MARDION, G.	Thèse Dr. Ing. Grenoble (1965)
BON MARDION, G., GOODMAN, B.B. et LACAZE, A.	Phys. Lett. 2, 321 (1962) Phys. Lett. 8, 15 (1964 a) Cryogenics 4, 26 (1964 b)
BONNIN, B.	Thèse Dr. Ing. Grenoble (1965)
BOOM, R.W. et LIVINGSTON, R.S.	Proc. I.R.E. 50, 274 (1962)
BOROVIK, E.S., FOGEL', N.Ya., et LITVINENKO, Yu. A.	J.E.T.P. 22, 307 (1966)
BOYD, R.G.	Phys. Lett. 19, 374 (1965)
BYCHKOV, Yu. F., GONCHAROV, I.N. et KHUKHAREVA, I.S.	J.E.T.P. 21, 543 (1965)
CALVERLEY, A. et ROSE-INNES, A.C.	Proc. Roy. Soc. A 255, 267 (1960)
CARDEN, P.O.	Aust. J. Phys. 18, 257 (1965)
CARRINGTON, W., HALE, K.F. et McLEAN, D.	Proc. Roy. Soc. A 259, 203 (1960)
CATTERALL, J.A., WILLIAMS, I. et DUKE, J.F.	Brit. J. Appl. Phys. 15, 1369 (1964)
CLINE, H.E., ROSE, R.M. et WULFF, J.	J. Appl. Phys. 37, 1 (1966)
CODY, G.D. et COHEN, R.W.	Rev. Mod. Phys. 36, 121 (1964)
CORSAN, J.M.	Phys. Lett. 12, 85 (1964)
CRIBIER, D., JACROT, B., MADHAV RAO, L. et FARNOUX, B.,	Proc. Int. Conf. On Magnetism, Nottingham (1964) (London : Inst. of Phys. and Phys. Soc. 1965, p. 285)
CUMMINGS, R.D. et LATHAM, W.N.	J. Appl. Phys. 36, 2971 (1965)
DANA, L.I. et KAMERLINGH ONNES, H.	Proc. Roy. Acad. Amsterdam 29, 1061 (1926)
De BLOIS, R.W. et DeSORBO, W.	Phys. Rev. Lett. 12, 499 (1964)
De BOTTON, M. et MERENDA, P.	C.R. Acad. Sci (Paris) 261, 1615 (1965)
Del CASTILLO, G. et FAST, R.W.	J. Appl. Phys. 37, 4597 (1966)
DeSORBO, W.	Phys. Rev. Lett. 4, 406 (1960) Phys. Rev. 130, 2177 (1963 a) Phys. Rev. 132, 107 (1963 b)
DeSORBO, W. et NEWHOUSE, V.L.	J. Appl. Phys. 33, 1004 (1962)
DeSORBO, W. et HEALEY, W.A.	Cryogenics 4, 257 (1964)

- HAUSER, J.J. et BUEHLER, E. Phys. Rev. **124**, 142 (1962)
- HEMPSTEAD, C.F. et KIM, Y.B. Phys. Rev. Lett. **12**, 145 (1964)
- JOSEPH, A.S. et TOMASCH, W.J. Phys. Rev. Lett. **12**, 219 (1964)
- JOSEPHSON, B.D. Phys. Lett. **16**, 242 (1965)
- KIM, Y.B., HEMPSTEAD, C.F. et STRNAD, A.R. Phys. Rev. Lett. **9**, 306 (1962)
Phys. Rev. **129**, 528 (1963 a)
Phys. Rev. **131**, 2486 (1963 b)
Phys. Rev. **139**, A 1163 (1965)
- KIMURA, H. et SASAKI, Y. Trans. J.I.M. **2**, 98 (1961)
- KINSEL, T., LYNTON, E.A. et SERIN, B. Phys. Lett. **3**, 30 (1962)
- KLEINER, W.H., ROTH, L.M. et AUTLER, S.H. Phys. Rev. **133**, A 1226 (1964)
- KNEIP, C.D., BETTERTON, J.O., EASTON, D.S. et SCARBOROUGH, J.O. J. Appl. Phys. **33**, 754 (1962)
- KUHN, G. C.R. Acad. Sci. (Paris) **255**, 2923 (1962)
Thèse Dr. ès Sciences, Grenoble (1965)
- KUNZLER, J.E. Rev. Mod. Phys. **33**, 501 (1961)
- LANDAU, L.D. Phys. Z. Sowjet. **11**, 545 (1937)
- English translation :
(«Statistical Physics» L.D. LANDAU, E.M. LIFSHITZ Pergamon (1959))
- LANGE, F. Cryogenics **6**, 176 (1966)
- LEBLANC, M.A.R. et VERNON, F.L. Phys. Lett. **13**, 291 (1964)
- LEUPOLD, H.A. et BOORSE, H.A. Phys. Rev. **134**, A 1322 (1964)
- LIVINGSTON, J.D. Rev. Mod. Phys. **36**, 54 (1964)
Appl. Phys. Lett. **8**, 319 (1966)
- LUBELL, M.S., CHANDRASEKHAR, B.S. et MALLICK, G.T. Appl. Phys. Lett. **3**, 79 (1963)
- LYNTON, E.A. et SERIN, B. Phys. Rev. **112**, 70 (1958)
- MAKI, K. et TSUZUKI, T. Phys. Rev. **139**, A 868 (1965)
- MARTIN, R.B. et ROSE-INNES, A.C. Phys. Lett. **19**, 467 (1965)
- MATRICON, J. Phys. Lett. **9**, 289 (1964)
- Mc CONVILLE, T. et SERIN, B. Rev. Mod. Phys. **36**, 112 (1964)
Phys. Rev. **140**, A 1169 (1965)
- Mc EVOY, J.P. R.C.A. Rev. **25**, 533 (1964)

- STIEGLER, J.O., DUBOSE, C.K.H., REED, R.E.
et Mc HARGUE, C.J. Acta Met. **11**, 851 (1963)
- STONER, E.C. Phil. Mag. **36**, 803 (1945)
- STRATTON, J.A. «Electromagnetic theory» Mc Graw-Hill, N.Y.
(1941) page 213
- STRNAD, A.R., HEMPSTEAD, C.F. et KIM, Y.B. Phys. Rev. Lett. **13**, 794 (1964)
- STOMBERG, T.F. et SWENSON, C.A. Phys. Rev. Lett. **9**, 370 (1962)
- SWARTZ, P.S. et BEAN, C.P. Phys. Rev. (à paraître) (1967)
- SWARTZ, P.S. HART, H.R.Jr. et FLEISCHER, R.L. Appl. Phys. Lett. **4**, 71 (1964)
- SWARTZ, P.S. et ROSNER, C.H. J. Appl. Phys. **33**, 2292 (1962)
- TEDMON, C.S., ROSE, R.M. et WULFF, J. J. Appl. Phys. **36**, 164 (1965 a)
J. Appl. Phys. **36**, 829 (1965 b)
- TRAUBLE, H. et ESSMANN, U. Phys. Stat. Sol. **20**, 97 (1967 a)
Phys. Lett. **24 A**, 526 (1967 b)
- ULLMAIER, H.A. et GAUSTER, W.F. J. Appl. Phys. **37**, 4519 (1966)
- VAN GURP, G.J. et VAN OOIJEN, D.J. J. de Physique **27**, C 3-51 (1966)
- VAN LANDUYT, J. et AMELINCKX, S. Appl. Phys. Lett. **4**, 15 (1964)
- VAN LANDUYT, J., GEVERS, R. et AMELINCKX, S. Phys. Stat. Sol. **13**, 467 (1966)
- VAN OOIJEN, D.J. et VAN DER GOOT, A.S. Philips. Res. Repts. **20**, 162 (1965)
- VAN VLECK, J.H. «Electric and Magnetic susceptibilities»
Oxford University Press, London p. 243 (1932)
- VAN VLECK, J.H. et HEBB, M.H. Phys. Rev. **46**, 17 (1934)
- VOLGER, J., STAAS, F.A. et VAN VIJFEIJKEN, A.G. Phys. Lett. **9**, 303 (1964)
- WALKER, M.S. et HULM, J.K. J. Appl. Phys. **37**, 1015 (1966)
- WALKER, M.S., STICKLER, R. et WERNER, F.E. Adv. Electr. Mat. Ed. G.E. Brook
Interscience (New York) p. 49 (1963)
- WANG, S.T., CHALLIS, L.J., et LITTLE, W.A. Proc. L.T. **10** (à paraître) (1966)

VU
Grenoble, le
Le Président de la thèse

VU
Grenoble, le
Le Doyen de la Faculté des Sciences

VU; et permis d'imprimer
Le Recteur de l'Académie
de Grenoble