

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 38 (1965)
Heft: IV

Artikel: Topologie de la structure de l'état intermédiaire des supraconducteurs du type I et mesure de l'énergie de surface
Autor: Haenssler, Fr. / Rinderer, L.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-113602>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 13.06.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Topologie de la structure de l'état intermédiaire des Supraconducteurs du type I et mesure de l'énergie de surface

par **Fr. Haenssler** et **L. Rinderer**

Laboratoire de physique de l'Université, Lausanne

(7. III. 65)

Abstract. The intermediate state in circular Indium disks placed in a perpendicular magnetic field has been made visible by the superconducting powder technique. A fundamental topological difference is observed between the structure resulting from the different ways of entering the intermediate state. It is shown that only the patterns resulting from normal-intermediate state transitions can be used for determining the surface energy parameter according to the various existing intermediate state models.

1. Introduction

Lorsqu'un supraconducteur de coefficient démagnétisant n est placé à une température inférieure à sa température critique dans un champ magnétique homogène, il se trouve à l'état intermédiaire pour des valeurs du champ comprises entre $(1 - n)H_c$ et H_c , où H_c est le champ critique à la température considérée. Il se divise alors en une multitude de régions à l'état normal et à l'état superconducteur dont les dimensions linéaires valent entre 10^{-2} et 10^{-1} cm. Ce phénomène est le résultat d'un équilibre énergétique: d'une part le champ magnétique extérieur est d'autant moins perturbé que les domaines sont petits et nombreux, d'autre part, à cause de l'existence d'une tension superficielle α_{ns} , l'énergie localisée aux surfaces interphases est d'autant plus faible que les domaines sont gros et peu nombreux. On voit donc qu'il doit être à première vue possible, si l'on dispose d'un moyen d'observation directe de l'état intermédiaire, de calculer à l'aide d'un modèle théorique la tension superficielle interphase d'après la mesure des dimensions des domaines.

Le premier modèle théorique d'état intermédiaire fut proposé en 1937 par LANDAU¹⁾. Il s'applique à une plaque infinie située en champ transversal, les domaines étant supposés en forme de lamelles rectilignes périodiques infiniment longues. LANDAU put déterminer la forme exacte des domaines dans un plan perpendiculaire aux lamelles, le calcul se faisant alors à deux dimensions. KUPER²⁾ généralisa le calcul à trois dimensions en faisant l'hypothèse simplificatrice consistant à assimiler les domaines superconducteurs à des ellipsoïdes de facteur démagnétisant déterminé (Thread model). Avant qu'il fut possible de vérifier expérimentalement la validité de son premier modèle, LANDAU³⁾ proposa un modèle d'un second type, s'appliquant également à une plaque infinie située en champ magnétique transversal, dans lequel les domaines ont aussi la forme de lamelles rectilignes périodiques infiniment longues, mais dans ce cas la période, ayant une valeur a bien déterminée à l'intérieur de la plaque, tend progressivement vers zéro lorsque l'on s'approche de la surface, en sorte que le champ y est homogène. Les calculs permettent également dans ce cas de déterminer dans un plan perpendiculaire aux lamelles la forme exacte des domaines qui présentent des embranchements devenant de plus en plus nombreux à mesure que

l'on s'approche de la surface de la plaque, d'où le nom de «Branching model» donné à ce modèle. La généralisation à trois dimensions a été faite par ANDREW⁴⁾ (Branching Thread Model). Les expériences de SHALNIKOV et MESHKOVSKY⁵⁾ ont montré pour la première fois l'existence des domaines en utilisant une sonde à résistance de bismuth. D'autres techniques plus récentes, utilisant des poudres ferromagnétiques⁶⁾, diamagnétiques⁷⁾, ou l'effet FARADAY⁸⁾ ont permis de rendre visible les domaines de l'état intermédiaire. Ces méthodes d'observation reposent toutes sur le fait que le champ magnétique traversant un supraconducteur à l'état intermédiaire est inhomogène au voisinage de sa surface, ce qui incite à penser que les modèles du premier type (non branching) sont certainement plus proches de la réalité.

Nous avons utilisé au cours de nos observations la méthode décrite par SCHAWLOW⁷⁾ qui consiste à répandre sur l'échantillon à étudier une fine poudre de niobium qui est superconductrice (et par conséquent diamagnétique) dans les conditions de température et de champ magnétique dans lesquelles on opère. Les grains de poudre ont tendance à se rassembler sur les domaines superconducteurs qui sont évités par le champ magnétique extérieur, alors que les domaines normaux, traversés par le champ, sont libres de poudre. Le pouvoir de résolution de cette méthode a été testé au moyen d'un échantillon constitué de lamelles alternées en cuivre et en plomb et se situe aux environs de $5 \cdot 10^{-3}$ cm. Les plus grandes précautions ont toujours été prises pour assurer que la présence de la poudre de niobium ne perturbait pas la structure observée. Les échantillons spécialement étudiés au cours de ce travail sont les suivants:

N° 1. Indium, pureté 99,94%, disque de 38 mm $\varnothing$ et 2,57 mm d'épaisseur

N° 2. Indium, pureté 99,94%, disque de 38 mm $\varnothing$ et 2,6 mm d'épaisseur

N° 3. Indium, pureté 99,999%, disque de 38 mm $\varnothing$ et 1,2 mm d'épaisseur

Ils étaient placés à l'intérieur d'un dewar contenant de l'hélium liquide et permettant d'abaisser leur température jusqu'à environ 1,2°K, perpendiculairement au champ magnétique produit par une paire d'anneaux de HELMHOLTZ. Le dispositif d'expérience complet sera décrit dans un travail ultérieur.

2. Hystérèse de l'état intermédiaire d'une plaque en champ transversal et topologie de la structure

Il semble légitime au premier abord de représenter l'état d'une plaque soumise à un champ magnétique transversal par un diagramme du type de la figure 1. Comme la plaque n'est pas infinie, son facteur démagnétisant n'est pas exactement égal à 1, d'où le petit domaine d'existence d'état superconducteur que l'on peut remarquer sur le diagramme. Les résultats expérimentaux présentés ci-après montrent qu'un tel diagramme ne suffit pas à caractériser l'état intermédiaire car ce dernier n'est pas déterminé uniquement par les valeurs de H_e et T , mais encore par le fait que l'état final est atteint à partir de l'état normal ou superconducteur. Par exemple, sur la figure 1, le point A représentant un état intermédiaire caractérisé par les valeurs $T = 1,98^\circ\text{K}$ et $H_e = 110$ gauss peut être atteint depuis l'état normal en diminuant le champ à partir d'une valeur surcritique et en maintenant T constant (transition $(NI)_T$) ou en refroidissant l'échantillon à partir d'une température surcritique et en maintenant le champ constant (transition $(NI)_H$), ou encore depuis l'état superconducteur en augmentant H_e à partir de zéro et en maintenant la température constante (transition SI).

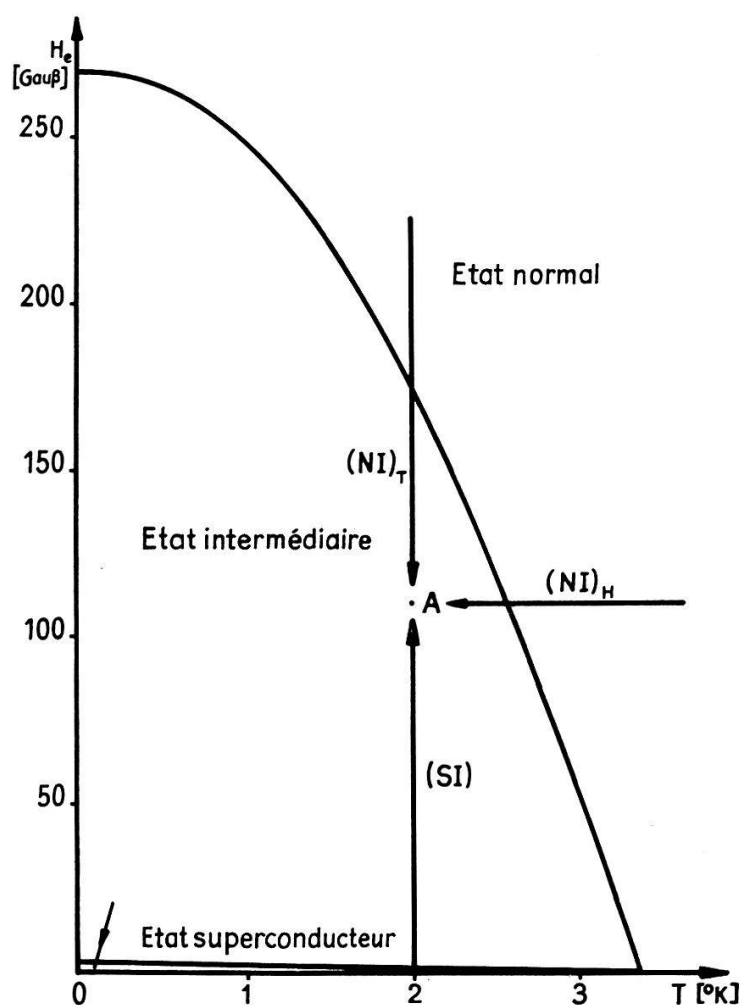


Fig. 1

Diagramme d'état d'une plaque d'indium en champ transversal

Les figures 2a, b, c, d montrent les photographies de structures résultant de transitions $(NI)_T$ sur l'échantillon N° 1 pour 4 valeurs de $h = H_e/H_c$. On peut constater qu'à mesure que le champ est graduellement réduit à partir d'une valeur surcritique, des domaines superconducteurs commencent à apparaître sous forme de points noirs en certains endroits de la plaque, puis s'étirent en longs filaments, alignés assez régulièrement par places. La figure 2d correspond à l'état représenté par le point A du diagramme (fig. 1). Dans ce cas l'état intermédiaire est constitué d'une multitude de domaines superconducteurs simplement connexes, ayant la forme de longs filaments. En répétant plusieurs fois l'expérience, on constate que les domaines superconducteurs n'apparaissent pas tous systématiquement aux mêmes endroits et les structures observées dans chaque cas sont semblables, mais pas identiques. Lors de ces transitions, nous avons toujours fait varier le champ magnétique de façon quasi-statique (moins d'un gauss par seconde) afin que les domaines subissent le moins possible l'action des courants induits par la variation du flux de H_e dans la plaque⁹). Comme on pourra le voir plus loin, les structures résultant de transitions $(NI)_H$ sont tout à fait semblables à celles-ci.

Considérons maintenant le cas des transitions SI qui ont pour résultat les structures d'état intermédiaire photographiées ici sur l'échantillon N° 2 et représentées aux figures 3a, b, c, d. Le champ magnétique augmentant graduellement à partir de

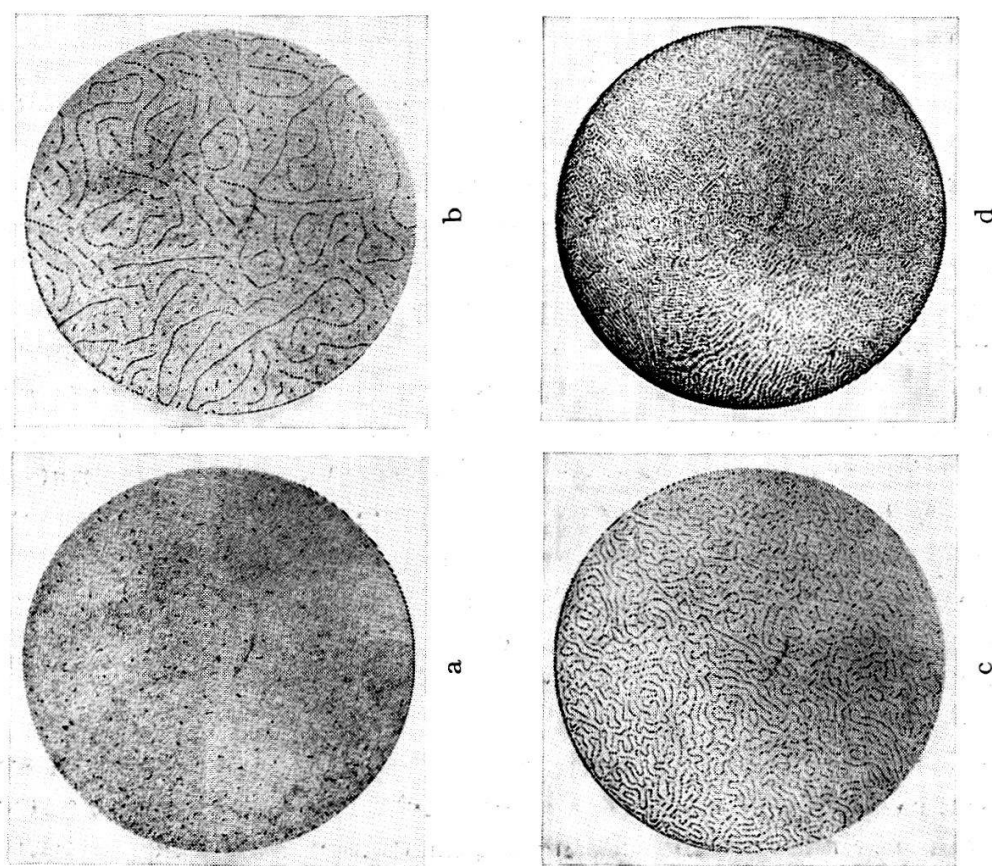


Fig. 2

Etat intermédiaire résultant de transitions $(NI)_T$, échantillon N° 1
 $T = 1,98^\circ\text{K}$. a. $h = 0,994$, b. $h = 0,971$, c. $h = 0,893$, d. $h = 0,620$,
 grandeur nature

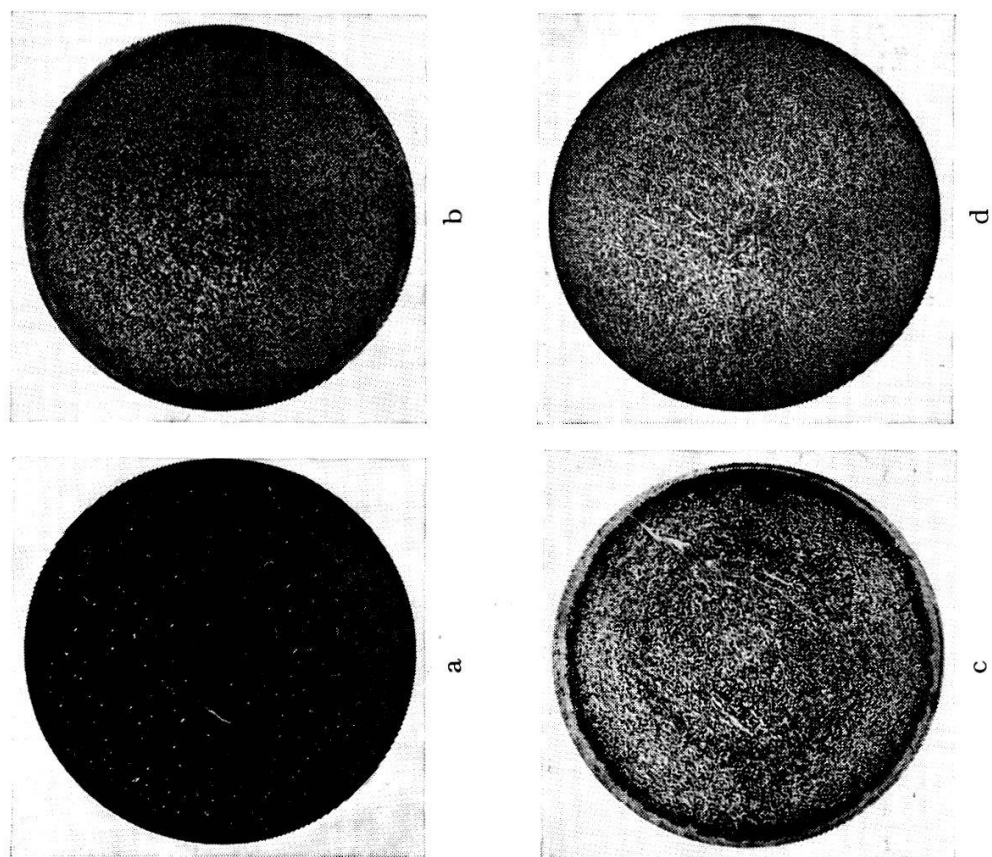


Fig. 3

Etat intermédiaire résultant de transitions SI , échantillon N° 2
 $T = 1,98^\circ\text{K}$. a. $h = 0$, b. $h = 0,155$, c. $h = 0,310$, d. $h = 0,620$,
 grandeur nature

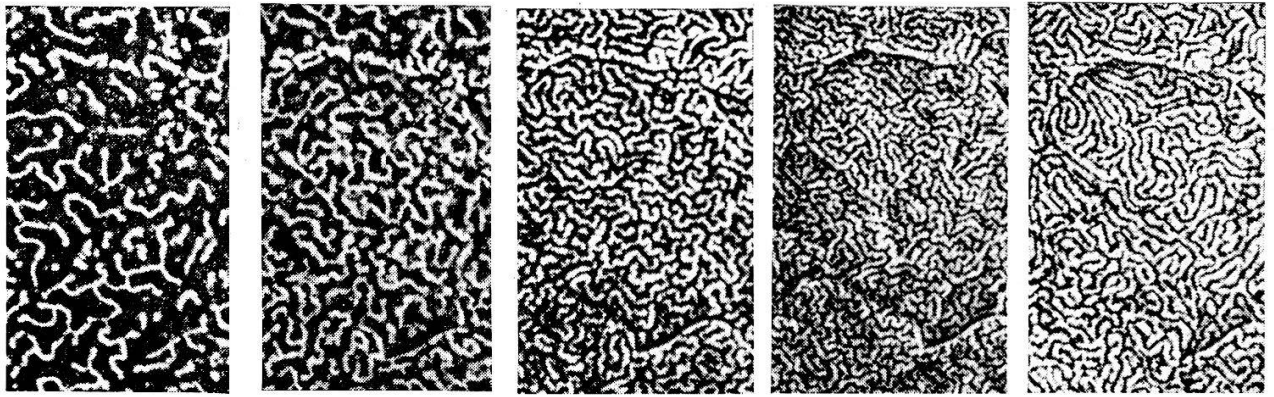


Fig. 4 a

b

c

d

e

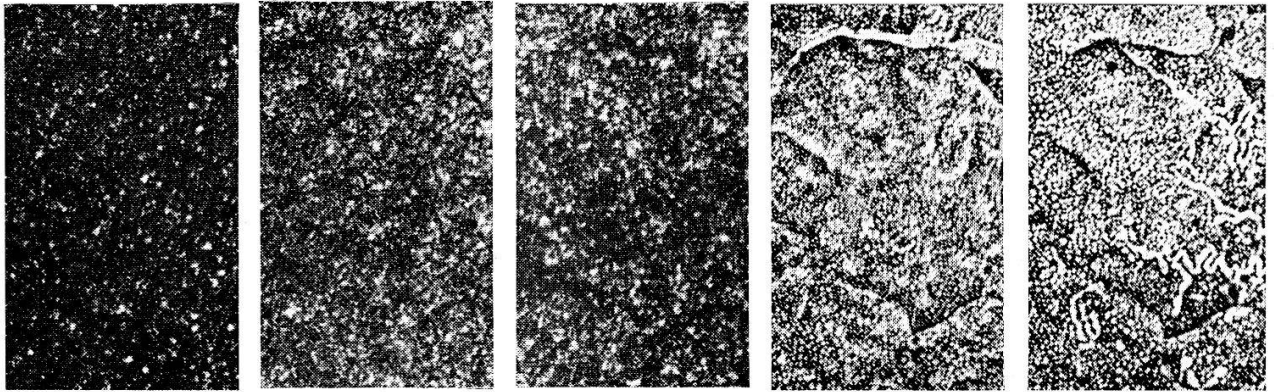


Fig. 5 a

b

c

d

e

a. 0,047,

b. 0,078,

c. 0,156,

d. 0,313,

e. 0,630,

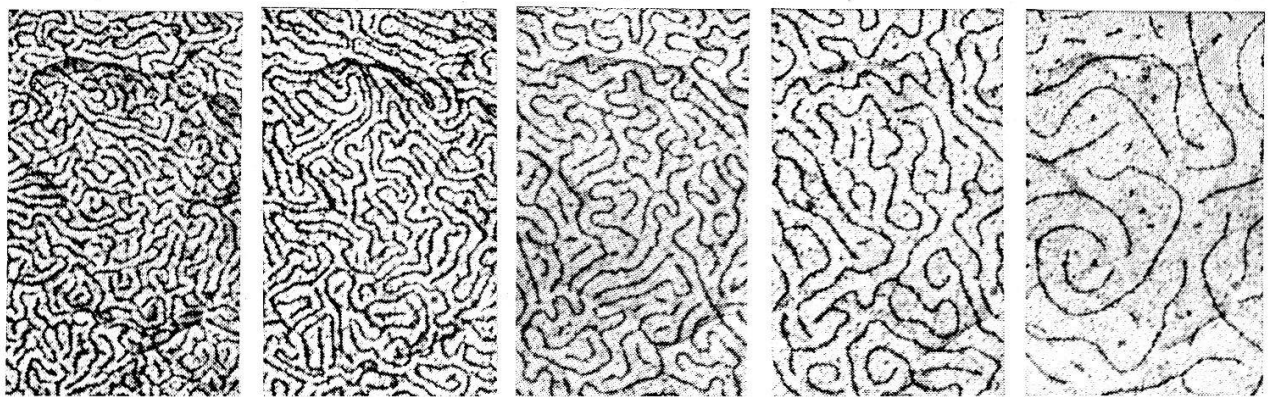


Fig. 4 f

g

h

i

j

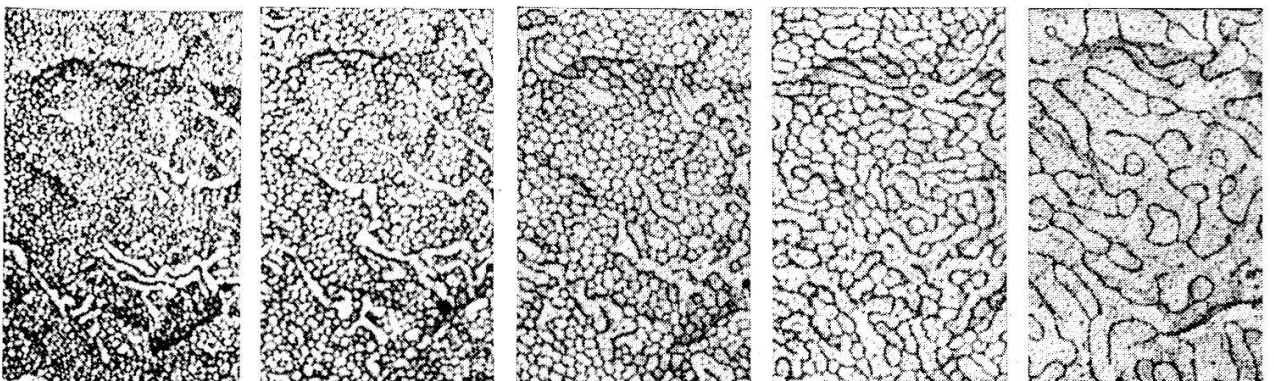


Fig. 5 f

g

h

i

j

f. 0,705,

g. 0,785,

h. 0,861,

i. 0,900,

j. 0,950,

Fig. 4 et 5 Etats intermédiaires résultant de transitions NI et SI pour le même échantillon N°1.
Température: $2^\circ K$. Agrandissement: $2,5 \times$ Valeurs de h pour les deux figures

zéro*), on peut remarquer la présence d'un nombre toujours plus grand de domaines normaux, approximativement circulaires, dans les régions centrales de l'échantillon, alors que la périphérie reste à l'état normal. Certains de ces domaines normaux fusionnent entre eux en donnant naissance à des sortes d'arborescences visibles en 3c. La figure 3d correspond aussi à l'état représenté par le point *A* du diagramme (fig. 1), mais l'état intermédiaire est dans ce cas constitué d'un seul domaine superconducteur non simplement connexe.

Pour mieux mettre en évidence la différence entre les structures d'état intermédiaire résultant de transitions *NI* et *SI*, nous avons photographié sur le même échantillon N° 1 les résultats de l'une et l'autre transition pour différentes valeurs de $h = H_e/H_c$ (fig. 4 et 5). Les structures représentées à la figure 4 sont le résultat de transitions $(NI)_T$ pour les valeurs de h supérieures à 0,75. Pour les valeurs de h plus basses, nous avons trouvé préférable d'effectuer des transitions $(NI)_H$ après avoir bien vérifié que ces deux types de transition provoquent toujours des structures semblables. Cette manière de faire présente en effet deux avantages: d'une part le flux global du champ H_e dans la plaque reste constant au cours de la transition et de ce fait il n'y a pas de courants électriques induits pouvant influencer la disposition des domaines⁹⁾, d'autre part on évite la formation de flux gelés qui peuvent avoir pour effet que certaines régions de la plaque sont soumises à des champs magnétiques plus élevés que le champ appliqué H_e . On peut toutefois constater que pour des valeurs de h inférieures à 0,3 environ, les domaines superconducteurs isolés deviennent tellement nombreux et rapprochés qu'ils fusionnent en certains points, enfermant entre eux des régions à l'état normal.

Les structures dues aux transitions *SI* représentées à la figure 5 sont toujours caractérisées par une zone marginale à l'état normal, due aux effets de bord, dont la surface croît avec h pour atteindre une étendue maximale aux environs de $h = 0,4$, puis décroît pour les valeurs de h plus élevées**). Les domaines normaux inscrits dans le superconducteur sont pour la plupart très petits et peu visibles pour les petites valeurs de h . Ceci est certainement dû à l'insuffisance du pouvoir séparateur de la méthode, les grains de poudre de niobium utilisés étant trop grossiers. A mesure que h augmente, ces domaines deviennent mieux visibles probablement parcequ'ils fusionnent entre eux, créant ainsi des domaines plus grands. Il semble que ce processus de fusion se produise avec plus de facilité aux joints de grains.

En résumé, la différence topologique existant entre les deux types de structures d'état intermédiaire d'une plaque située en champ transversal peut être définie au moyen des deux règles suivantes:

1. Dans une structure d'état intermédiaire résultant d'une *transition NI*, il est toujours possible de joindre deux points quelconques situés dans des régions à l'état *normal* par un chemin ne franchissant aucune frontière interphase.

2. Dans une structure d'état intermédiaire résultant d'une *transition SI*, il est toujours possible de joindre deux points quelconques situés dans des régions à l'état *superconducteur* par un chemin ne franchissant aucune frontière interphase.

*) Le champ magnétique terrestre n'était pas compensé au cours de ces expériences.

**) Voir fig. 3 où l'échantillon est visible en entier

D'après les observations que nous avons pu faire sur plusieurs autres échantillons d'étain et d'indium de différentes puretés, la première règle est valable pour des valeurs de h comprises entre 0,3 et 1, la seconde pour h compris entre 0 et 0,9.

3. Le problème de la détermination expérimentale de l'énergie de surface

Il est facile maintenant de se rendre compte que l'état intermédiaire résultant d'une transition SI ne permet pas le calcul de l'énergie de surface au moyen de la mesure des dimensions des domaines. En effet, la présence de domaines normaux entièrement inscrits dans du superconducteur oblige à tenir compte, dans le calcul du bilan énergétique, de la loi de conservation du «fluxoïde»¹⁰⁾ qui, associée au fait que B doit être constant et égal à la valeur critique à la surface interphase, a pour effet que de tels domaines ne peuvent modifier leurs dimensions une fois formés. Lorsque H_e augmente, par exemple, le flux de B dans la plaque ne peut augmenter que par l'apparition de nouveaux domaines normaux prenant naissance au bord de la plaque et se déplaçant vers les régions centrales sans modifier leurs dimensions. Il n'est toutefois pas impossible que plusieurs domaines normaux fusionnent entre eux pour en former de plus grands, ou au contraire se divisent en d'autres plus petits. On voit alors que dans ce cas les dimensions des domaines ne sont pas déterminées par un minimum d'énergie dû à deux contributions antagonistes, mais en plus il faut tenir compte des conditions de formation des domaines dans la zone marginale (effets de bords), des inhomogénéités locales de l'échantillon favorisant la fusion ou la division des domaines normaux, de la vitesse de déplacement de ceux-ci à l'intérieur de l'échantillon, des interactions avec les flux gelés, etc. Il n'existe à l'heure actuelle aucun modèle théorique tenant compte de tous ces facteurs. Il est donc nécessaire, pour déterminer l'énergie de surface à partir de l'observation directe de l'état intermédiaire, de s'assurer que les structures étudiées ne résultent pas de transitions SI .

En considérant les figures 2 et 4, on constate qu'aucun modèle théorique n'est strictement applicable pour toute l'étendue de variation de h aux structures résultant de transitions NI : les domaines superconducteurs sont en forme de fils pour les valeurs de h voisines de 1, et se transforment progressivement en lamelles lorsque h décroît. Toutefois les structures observées ici sont topologiquement semblables à celles proposées dans les différents modèles théoriques, ce qui n'est pas le cas pour celles résultant de transitions SI .

Les différents modèles d'état intermédiaire appliqués à une plaque en champ transversal permettent de calculer la relation entre la périodicité de la structure a , l'épaisseur de la plaque L , le paramètre d'énergie de surface Δ et le champ magnétique réduit $h = H_e/H_c$.

Pour les modèles du premier type (non branching), cette relation a la forme:

$$a = \Delta^{1/2} L^{1/2} f(h) .$$

Pour les modèles du type «branching», la relation est analogue:

$$a = \Delta^{1/3} L^{2/3} g(h) .$$

Les fonctions $f(h)$ et $g(h)$ dépendent du modèle considéré.

Pour des raisons évidentes, le paramètre Δ n'est fonction que de la température T , donc, quel que soit le modèle considéré, la périodicité de la structure, qui est une fonction de T , L et h , peut s'écrire sous la forme :

$$a(T, L, h) = F(T) G(L) H(h) .$$

Nous avons tenté de voir si cette séparation des variables pouvait être vérifiée expérimentalement, en ce qui concerne les variables h et T tout au moins. Pour cela, nous avons mesuré la périodicité a de la structure d'état intermédiaire résultant de transitions NI en fonction de h pour 4 températures différentes sur l'échantillon N° 3 (fig. 6). Ensuite les valeurs de a ont été interpolées graphiquement à partir de la courbe expérimentale pour des valeurs de h variant par intervalles de 0,02. Soient $\bar{a}$ ces valeurs de a interpolées. Si l'on considère maintenant deux courbes expérimentales mesurées à deux températures T_1 et T_2 , le rapport

$$\frac{\bar{a}(T_2, L, h)}{\bar{a}(T_1, L, h)} = \frac{F(T_2)}{F(T_1)}$$

devrait être égal à une constante pour toutes les valeurs de h auxquelles $\bar{a}$ a été déterminé. En prenant comme température de référence la température la plus basse mesurée ($T = 1,45^\circ\text{K}$), nous avons reporté les valeurs du rapport $\bar{a}_T/\bar{a}_{1,45}$ en fonction de h (fig. 7). Comme on peut le constater, ce rapport est loin d'être une constante, mais est une fonction qui présente systématiquement un minimum aux alentours de $h = 0,65$. Ceci montre que la dépendance fonctionnelle de a n'est pas aussi simple que les modèles théoriques le prévoient. Devant une telle situation, on peut imaginer deux possibilités d'améliorer cette méthode de mesure :

1. Raffiner le modèle théorique. La tentative de FABER¹¹⁾ montre qu'une amélioration dans ce sens ne peut se faire qu'au prix de complications énormes.

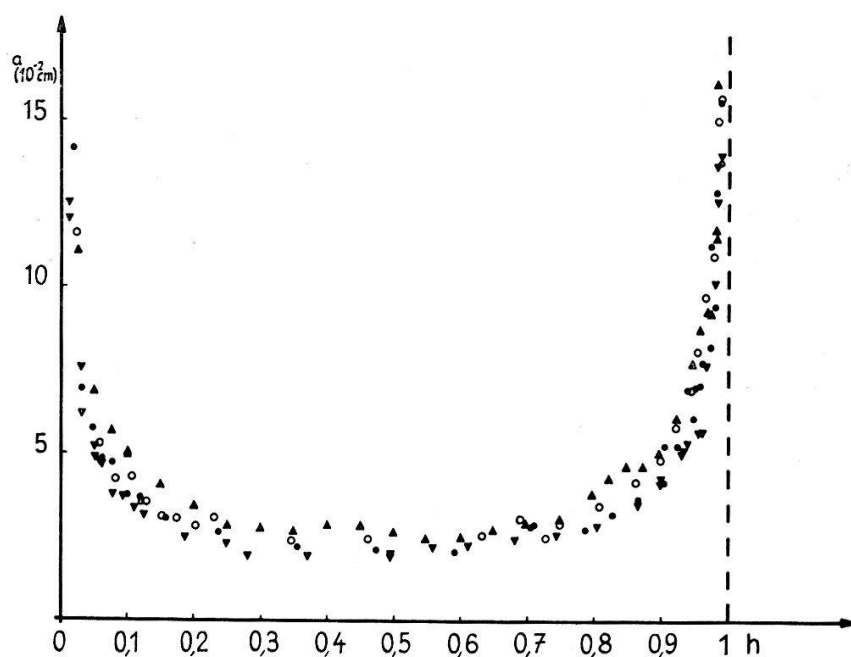


Fig. 6

Périodicité de la structure de l'état intermédiaire en fonction de h . Echantillon N° 3.

▲ $T = 2,98^\circ\text{K}$, ○ $T = 2,5^\circ\text{K}$, ● $T = 2,01^\circ\text{K}$, ▼ $T = 1,45^\circ\text{K}$

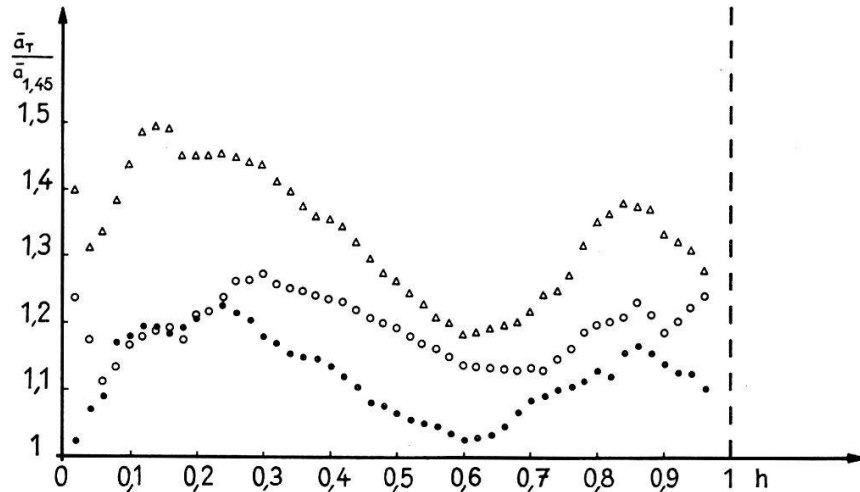


Fig. 7

Valeurs de $\bar{a}_T/\bar{a}_{1,45}$ en fonction de h (interpolation graphique d'après les courbes de la fig. 6).
 $\triangle$ $T = 2,98^\circ\text{K}$, $\circ$ $T = 2,5^\circ\text{K}$, $\bullet$ $T = 2,01^\circ\text{K}$

2. Rechercher des conditions expérimentales dans lesquelles la correspondance entre expérience et théorie est meilleure. SHARVIN¹²⁾ a placé ses échantillons de façon que le champ magnétique H_e fasse un angle aigu avec le plan de la plaque. Les structures d'état intermédiaire obtenues dans ces conditions présentent des domaines en forme de lamelles rectilignes. Après avoir montré que la théorie de LANDAU¹⁾ est aussi bien valable dans ce cas que dans celui où le champ magnétique est perpendiculaire au plan de la plaque, SHARVIN a pu déterminer le paramètre d'énergie de surface de certains supraconducteurs. Toutefois le test de la séparation des variables n'a pas été fait dans ce cas.

En résumé, l'observation directe de l'état intermédiaire des supraconducteurs ne permet guère à l'heure actuelle le calcul de l'énergie de surface que dans des conditions expérimentales bien déterminées, et il semble que dans certaines mesures, en particulier celles de SCHAWLOW⁷⁾, on n'a pas suffisamment tenu compte de ces exigences.

Nous remercions ici le Professeur D. RIVIER pour l'intérêt qu'il a manifesté lors de la réalisation de ce travail. Nous avons eu de nombreuses discussions fort utiles avec F. ROTHEN, à qui nous exprimons notre gratitude ainsi qu'au Fonds National Suisse pour la Recherche Scientifique qui a financé ce travail de recherche.

Bibliographie

- 1) LANDAU, L. D., Phys. Z. Sowjet. 11, 129 (1937).
- 2) KUPER, C. G., Phil. Mag. 42, 961 (1951).
- 3) LANDAU, L. D., Nature, London 141, 688 (1938); J. Phys. USSR 7, 99 (1943).
- 4) ANDREW, E. R., Proc. Roy. Soc. A 194, 98 (1948).
- 5) SHALNIKOV, A. I., J. Phys. USSR 9, 202 (1945); MESHKOVSKI, A. G. et SHALNIKOV, A. I., J. Phys. USSR 11, 1 (1947); MESHKOVSKI, A. G., J. Exp. Theor. Phys. USSR 19, 1 (1949).
- 6) BALASHOVA, B. M. et SHARVIN, Iu. V., JETP 4, 54 (1957).
- 7) SCHAWLOW, A. L., Phys. Rev. 101, 573 (1956).
- 8) DESORBO, W., Phys. Rev. Letters 4, 406 (1960).
- 9) HAENSSLER, F. et RINDERER, L., Helv. Phys. Acta 33, 505 (1960).
- 10) LONDON, F., Superfluids, Vol. I, p. 47 & ssq. (Dover Publ.).
- 11) FABER, T. E., Proc. Roy. Soc. A 248, 460 (1958).
- 12) SHARVIN, Iu. V., JETP 6, 1031 (1958); JETP 11, 216 (1960).