Supraconducteurs inhomogènes

L. Dobrosavljevi

► To cite this version:

L. Dobrosavljevi. Supraconducteurs inhomogènes. Revue de Physique Appliquée, 1973, 8 (4), pp.433-437. 10.1051/rphysap:0197300804043300 . jpa-00243710

HAL Id: jpa-00243710

<https://hal.science/jpa-00243710>

Submitted on 1 Jan 1973

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

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

SUPRACONDUCTEURS INHOMOGÈNES

L. DOBROSAVLJEVIC

Institut de Physique, Belgrade, Yougoslavie

Résumé. — On considère certains supraconducteurs inhomogènes, à structure interne simple :

a) alliages à modulation spatiale de la concentration d'impuretés,

b) matériaux contenant des régions alternantes de propriétés supraconductrices différentes (supraconducteurs lamellaires, matériaux à distribution inhomogène des dislocations).

Dans de tels systèmes, on discute l'ancrage des lignes de flux dû aux variations spatiales de libre parcours moyen des électrons. Dans le cas *a)* on calcule, d'une part, la variation de tension d'une ligne de flux isolée due à la modulation ; d'autre part, en champ fort, on prévoit un effet de « matching » entre le réseau de lignes de flux et la modulation périodique des inhomogénéités. On discute le comportement anisotrope des champs critiques dans des systèmes du type *b)*.

Abstract. — We consider some simple superconducting systems :

a) alloys with the impurity concentration spatially modulated,

b) materials containing alternating regions of different superconducting properties (layered structures, non-uniform dislocation structures).

We discuss the pinning of flux lines due to the local changes of the electron mean free path in such systems. In the case *a)*, we calculate the variation of the tension of a single flux line due to the modulation ; in high fields, we predict a « matching » of the flux line lattice to the periodic concentration modulation.

In the case *b)*, the anisotropic behaviour of the critical fields is discussed also.

Introduction. — L'application industrielle des supraconducteurs exige des matériaux à champ critique élevé, capables de transporter des courants de densité élevée. Les supraconducteurs « durs » qui possèdent ces propriétés, sont des supraconducteurs de seconde espèce, qui, après avoir subi un traitement métallurgique, contiennent différentes irrégularités de structure : dislocations, joints de grains, précipités, etc. Les supraconducteurs « durs » sont donc des supraconducteurs inhomogènes, contenant des régions de propriétés supraconductrices différentes de celles de la matrice.

L'étude de ces matériaux étant en général fort compliquée, nous nous proposons d'étudier dans cet exposé certains supraconducteurs inhomogènes à structure interne simple.

1. Courants critiques. — L'augmentation des courants critiques dans les supraconducteurs « durs » est due à l'interaction des lignes de flux avec des inhomogénéités physiques, qui agissent comme centres d'ancrage [1]. L'efficacité de cet ancrage (et par conséquent la valeur du courant critique) dépend de la nature et de la répartition des inhomogénéités dans l'échantillon. Même si l'on connaît bien la nature des inhomogénéités (dislocations, précipités, ...), il n'est pas facile de faire un modèle simple du mécanisme d'ancrage, car différentes interactions physiques peuvent jouer [1]. Quant à la répartition des inhomogénéités, elle peut

être très compliquée ; pour des centres d'ancrage distribués au hasard, des approches statistiques ont été développées [2], [3].

Tout cela rend l'étude des propriétés de transport des supraconducteurs « durs » très difficile, d'où l'intérêt d'une étude (théorique et expérimentale) des systèmes simples, ayant :

- une distribution de centres d'ancrage imposée,
- un mécanisme d'ancrage connu et simple.

Des exemples de tels systèmes seraient :

a) alliages à modulation spatiale de la concentration d'impuretés,

b) supraconducteurs contenant une répartition régulière de régions ayant des propriétés supraconductrices différentes de celles de la matrice.

Des systèmes du type *a)* ont été réalisés et étudiés expérimentalement par M^{lle} Raffy [4], sous forme de films d'alliages Pb/Bi, la concentration de Bi variant suivant l'épaisseur du film.

Des systèmes du type *b)* sont, par exemple, des supraconducteurs lamellaires, consistant en une succession de lames superposées de deux matériaux différents (N/S/N/S/N... dans le cas où un des matériaux est un métal normal ; S₁/S₂/S₁/S₂... dans le cas de deux supraconducteurs). Expérimentalement, de tels systèmes peuvent être réalisés par solidification dirigée de certains eutectiques supraconducteurs, ou bien par

dépôt de couches successives sur un support refroidi.

D'autre part, l'étude de la structure interne de certains matériaux laminés [5] montre une structure cellulaire de dislocations à trois dimensions. La densité de dislocations dans les « murs » des cellules est plus élevée qu'à l'intérieur des cellules ; le libre parcours moyen des électrons et les propriétés supraconductrices des « murs » ne sont pas les mêmes qu'à l'intérieur des cellules.

Dans les exemples cités, la répartition spatiale des inhomogénéités est bien contrôlée (sauf dans le cas des dislocations) ; le mécanisme d'ancrage étant très complexe, nous allons surtout montrer l'influence de la variation du libre parcours moyen sur celui-ci. Dans ce but, nous discuterons de :

— l'ancrage dû à la variation de l'énergie libre de Ginzburg-Landau,

— l'ancrage par interaction magnétique dans la limite de London.

1.1 ANCRAGE DÙ À LA VARIATION DE L'ÉNERGIE DE GINZBURG-LANDAU. APPLICATION AUX SYSTÈMES À MODULATION PÉRIODIQUE DE LA CONCENTRATION. — L'influence des inhomogénéités sur les propriétés des supraconducteurs a été traitée par la méthode de Ginzburg-Landau d'abord par Larkin [6] et ensuite par Campbell et Evetts [7]. Dans les supraconducteurs inhomogènes, les paramètres effectifs de l'état supraconducteur, comme le libre parcours moyen des électrons et la constante de couplage, varient localement. Dans l'expression de l'énergie libre :

$$F = F_n + \int d\mathbf{r} \left\{ A |\Delta|^2 + \frac{B}{2} |\Delta|^4 + C \left| \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - \frac{2ie}{c} \mathcal{A} \right) \Delta \right|^2 \right\} + \frac{1}{8\pi} \int d\mathbf{r} \left\{ (\text{rot } \mathcal{A})^2 - 2 \mathbf{H} \text{rot } \mathcal{A} \right\} \quad (1)$$

les coefficients A et C sont des fonctions de la position [6]. Le coefficient C dépend du libre parcours moyen l et ses variations sont liées aux variations locales de l ; les variations du coefficient A , proportionnel à $(T - T_c)$, sont liées aux variations locales de la température critique T_c . Nous discuterons ici seulement l'effet des variations locales de l , négligeant celles de T_c . Nous ne discuterons pas non plus de l'ancrage dû aux champs de contraintes dans le matériau : dans l'expression de l'énergie libre (1) nous ne tenons pas compte de l'énergie élastique. L'effet des gradients de déformations est inclu dans les variations de l [7].

Dans le cas où les propriétés locales varient *peu* par rapport aux propriétés moyennes, l'effet des inhomogénéités peut être traité comme une perturbation. L'énergie d'interaction avec des inhomogénéités peut alors être évaluée au premier ordre, prenant dans (1) les valeurs du potentiel de paires Δ et du potentiel

vecteur $\mathcal{A}$ non perturbées, mais tenant compte des variations de l .

Nous traiterons par cette méthode les alliages à concentration modulée suivant une direction donnée :

$$n(x) = n_0 \left(1 + b \cos \left(-\frac{x\pi}{a} \right) \right).$$

Nous supposons l'amplitude de modulation petite ($b \ll 1$) et travaillons dans la limite sale ($l \ll \xi_0$, ξ_0 étant la longueur de cohérence moyenne).

— Énergie d'interaction d'une ligne isolée (par unité de longueur).

La variation de la tension d'une ligne de flux, évaluée à partir de l'éq. (1) au 1^{er} ordre par rapport aux inhomogénéités, s'écrit :

$$\delta \varepsilon_1(\mathbf{R}) = \int d^2r \left\{ [C(\mathbf{R} + \mathbf{r}) - C_0] \times \left| \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - \frac{2ie}{c} \mathcal{A}(\mathbf{r}) \right) \Delta(\mathbf{r}) \right|^2 \right\}. \quad (2)$$

Ici $\Delta(\mathbf{r})$ et $\mathcal{A}(\mathbf{r})$ sont les solutions des équations de Ginzburg-Landau correspondant à la présence d'une ligne de flux dans le matériau non perturbé ; on ne connaît leur forme analytique que dans le cas de $\mathcal{H}$ grand ($\mathcal{H}$, paramètre de Ginzburg-Landau). Supposant $\mathcal{H} \gg 1$ (limite de London), on peut écrire [8], [9]

$$\begin{aligned} \left| \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - \frac{2ie}{c} \mathcal{A} \right) \Delta \right|^2 &\cong \frac{(\text{rot } \mathbf{h})^2}{(16 \pi e C_0)^2 |\Delta_0|^2} = \\ &= \frac{(\text{rot } \mathbf{h})^2}{8 \pi C_0} \cdot \lambda_0^2 \\ &= \left[\frac{\varphi_0}{2 \pi \lambda_0^3} K_1 \left(\frac{r}{\lambda_0} \right) \right]^2 \cdot \frac{\lambda_0^2}{8 \pi C_0} \\ \mathbf{h} &= \text{rot } \mathcal{A}. \end{aligned} \quad (3)$$

L'épaisseur de pénétration λ_0 , le coefficient C_0 et la valeur d'équilibre du potentiel des paires Δ_0 se rapportent au matériau non perturbé de concentration d'impuretés n_0 . Dans le cas considéré d'une modulation périodique

$$\begin{aligned} C(\mathbf{R} + \mathbf{r}) - C_0 &= C(X + x) - C_0 \cong \\ &\cong -C_0 b \cos \left(\frac{X + x}{a} \cdot \pi \right), \end{aligned} \quad (4)$$

ce qui donne la variation relative de la tension

$$\frac{\delta \varepsilon_1}{\varepsilon_1^0} = -b \cos \left(\frac{X\pi}{a} \right) \cdot \frac{1}{\ln \mathcal{H}^0} \cdot I. \quad (5)$$

Dans l'éq. (5) I est une intégrale définie par

$$I = \int_{1/\mathcal{H}}^{\infty} dr \cdot r \cdot K_1^2(r) \cdot J_0 \left(\frac{r\pi}{a} \lambda_0 \right) \quad (6)$$

où K_1 et J_0 sont respectivement la fonction de Bessel du 1^{er} ordre et la fonction de Bessel modifiée d'ordre zéro. La variation de la tension, linéaire en b dans l'approximation utilisée, dépend de la période $2a$. Pour $I > 0$ (ce qui est le cas pour des périodes pas trop petites, $a \gtrsim \lambda_0/3$) la tension de lignes est minimum pour $X = 2ka$ ($k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) c'est-à-dire dans les régions de grande concentration.

Physiquement, ce résultat est évident : les lignes de flux ont tendance à entrer dans les régions de grand $\mathcal{K}$, où le champ critique de première pénétration H_{c1} est plus faible que H_{c1}^0 , champ correspondant à la concentration moyenne. La variation de la tension étant négative, le champ H_{c1} est légèrement abaissé par rapport à H_{c1}^0 :

$$\frac{\delta H_{c1}}{H_{c1}^0} = \frac{\delta \varepsilon_1}{\varepsilon_1^0} = - \frac{b}{\ln \mathcal{K}^0} \cdot I. \quad (7)$$

Pour le cas considéré ($a \gtrsim \lambda_0/3$), I est de l'ordre de 1 et $\delta H_{c1}/H_{c1}^0$ est de l'ordre de b .

— Energie d'interaction d'un réseau de lignes de flux.

En champ fort ($H \lesssim H_{c2}$) un réseau de lignes de flux est en interaction avec des inhomogénéités : on peut s'attendre à une déformation du réseau par rapport au cas homogène.

Dans le cas d'une modulation sinusoïdale de la concentration, cette déformation va dépendre, pour une amplitude de modulation b donnée, de la période de modulation $2a$.

— Si la période est grande devant la distance moyenne entre les lignes de flux, $2a \gg d \sim \xi(T)$, le milieu est inhomogène et la distribution de lignes l'est aussi.

— Si la période, par contre, est petite devant la distance moyenne entre les lignes, $2a \ll d \sim \xi(T)$, le milieu est homogène, mais anisotrope. Dans le cas considéré de faible modulation, de concentration cette anisotropie est faible ; les lignes de flux forment un réseau régulier de cellules élémentaires dont la forme peut être légèrement changée par rapport au cas non perturbé (triangles équilatéraux).

— Le cas intéressant au point de vue de l'ancrage est celui où la période $2a$ est du même ordre de grandeur que la distance moyenne entre les lignes, $2a \sim d \sim \xi(T) < \lambda(T)$. Dans ce cas, supposant une distribution périodique des lignes, avec des rangées de lignes parallèles aux plans d'égale concentration, on peut s'attendre à un effet de « matching » entre le réseau de lignes de flux et la distribution périodique des inhomogénéités. Leur énergie d'interaction se calcule à partir des formules (1) et (4) :

$$\delta F = \int d\mathbf{r} \delta C \left| \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - \frac{2ie}{c} \mathcal{A} \right) \Delta \right|^2$$

$$\delta C = C(X + x) - C_0 \cong -C_0 b \cos \left(\frac{X + x}{a} \pi \right). \quad (8)$$

En développant l'expression

$$|\Pi \Delta|^2 = \left| \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - \frac{2ie}{c} \mathcal{A} \right) \Delta \right|^2$$

en série de Fourier

$$|\Pi \Delta|^2 = \left(\sum_k dk \right) \exp \left(\frac{2\pi i k x}{L_x} \right),$$

où L_x est la distance entre les rangées de lignes de flux suivant l'axe de modulation x , et en effectuant l'intégration, on peut se rendre compte du « matching » : δF est différent de zéro seulement si $L_x/2a$ est un nombre entier, $L_x/2a = k$, $k = 1, 2, 3, \dots$

Pour avoir un effet de « matching » non négligeable il faut que les dimensions de « cœurs » des lignes de flux soient inférieures ou égales à une demi-période de modulation, $\xi(T) \lesssim a$. Les « cœurs » de lignes peuvent alors être englobés soit par des régions de faible concentration, soit par des régions de forte concentration ; on peut avoir une rangée de lignes à chaque période de modulation, à chaque deux périodes, etc. D'autre part, on voit d'après (8) que l'abaissement de l'énergie libre dû à l'interaction avec des inhomogénéités sera le plus grand si les maxima de $|\Pi \Delta|^2$ et de

$\cos \left(\frac{X + x}{a} \pi \right)$ coïncident. Le maximum de $|\Pi \Delta|^2$ étant aux endroits où Δ s'annule (« cœurs » de lignes de flux) on aura le maximum d'ancrage si ces endroits coïncident avec les maxima de concentration ; si, par contre, les lignes de flux se placent dans les minima de concentration, on aura le minimum d'ancrage. La force d'ancrage résultante $|\delta F^{\max} - \delta F^{\min}|/a$ est différente de zéro uniquement pour des champs $H = H(k)$ tels que la distance entre les rangées de lignes de flux vérifie la relation $L_x = k \cdot 2a$. La distance entre lignes étant petite en champ fort, où l'hypothèse d'une distribution périodique de lignes de flux est valable, le « matching » peut avoir lieu seulement pour des petites valeurs de k .

L'effet de « matching » étant superposé aux effets d'ancrage par d'autres mécanismes, on s'attend à trouver au voisinage de $H_{\max} = H(k = 1)$ un maximum de la courbe $J_c = J_c(H)$.

1.2 ANCRAGE PAR INTERACTION MAGNÉTIQUE. — Pour des matériaux de $\mathcal{K}$ grand (limite de London), on peut calculer la force d'ancrage à partir de l'interaction magnétique des lignes de flux avec des inhomogénéités [8].

Cette méthode s'applique à l'ancrage par des interfaces séparant les régions de propriétés supraconductrices différentes. Supposant les deux régions séparées par une interface suffisamment grande pour qu'on puisse définir l'induction B et l'aimantation d'équilibre M , Campbell *et al.* [7] ont calculé la force d'ancrage due à la barrière à l'interface. La densité du courant critique J_c dépend, dans ce cas, de la surface (par unité de volume) S_v , perpendiculaire à la force de

Lorentz, et de la différence ΔM des aimantations des deux côtés de l'interface :

$$J_c \propto S_v \frac{\Delta M}{\lambda} \cdot \left(\frac{\varphi_0}{B} \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Le mécanisme d'ancrage par interface a été proposé [10], [11] pour expliquer l'ancrage dans des matériaux à distribution inhomogène des dislocations, contenant de larges cellules séparées par des « murs » dont l'épaisseur est grande par rapport à la distance d entre lignes de flux. Le libre parcours moyen l est plus petit dans les « murs » que dans la matrice, d'où une variation de $\mathcal{H}$ et de l'aimantation M qui conduit à l'ancrage par des interfaces « murs »/cellules. Dans ces matériaux, de période des inhomogénéités grande devant la distance entre lignes de flux d , on ne s'attend pas à un effet de « matching » du réseau de lignes et de la structure cellulaire (7).

L'interaction magnétique des lignes de flux avec des interfaces a été étudiée, d'autre part, par Schmidt et ses collaborateurs. Dans l'approximation de London, ils ont étudié, d'une part l'ancrage par les surfaces libres d'un film, d'autre part l'ancrage par les interfaces séparant des régions supraconductrices des régions normales ou diélectriques distribuées périodiquement à l'intérieur du matériau [12], [13], [14].

2. Champs critiques. — L'étude des courants critiques est complétée par l'étude des champs critiques des supraconducteurs inhomogènes ; cette étude permet d'obtenir des renseignements sur la structure interne des échantillons, et, par conséquent, sur les mécanismes possibles d'ancrage.

Nous considérons ici les mêmes systèmes simples que précédemment. Nous supposons des films épais par rapport à la microstructure des matériaux suivants :

- supraconducteurs lamellaires, formés de lames ayant des $\mathcal{H}$ différents, parallèles à la surface du film,
- matériaux à structure cellulaire.

2.1 COMPORTEMENT EN CHAMP PERPENDICULAIRE. — Dans cette géométrie, le champ traverse successivement des régions de $\mathcal{H}$ grand et de $\mathcal{H}$ faible. Le comportement du champ critique perpendiculaire H_{c2} présente certaines caractéristiques générales, indépendantes de la structure détaillée des régions alternantes.

— Au voisinage de la température critique (que nous supposons la même dans tout l'échantillon), H_{c2} est indépendant de la période de la microstructure, cette période étant petite devant la longueur de cohérence dans ce domaine des températures.

— A des températures plus basses, l'importance de zones de grand $\mathcal{H}$ augmente quand leurs dimensions augmentent par rapport à la longueur de cohérence.

Le champ critique H_{c2} a été calculé par Tilley et Ward [15] dans le cas d'une lame supraconductrice (1), d'épaisseur D dans une matrice (2), soit normale, soit supraconductrice. Le paramètre $\mathcal{H}_1$ de

la lame est supposé plus grand que celui de la matrice. Dans la limite sale, ces auteurs trouvent :

- pour $D/\xi_1(T) \gg 1$, $H_{c2}^\perp = (H_{c2})_1$,
- pour $D/\xi_1(T) \ll 1$, $H_{c2}^\perp = (H_{c2})_2$.

Les indices 1 et 2 se rapportent à la lame et à la matrice, respectivement.

Dans le cas d'une succession de lames $S_1/S_2/S_1/S_2...$ d'épaisseurs d_1, d_2 et de paramètres de Ginzburg-Landau $\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_2$, le comportement limite est différent pour $T \rightarrow T_c$. A basse température, $H_{c2}^\perp$ reste voisin de $(H_{c2})_1$; par contre, à haute température ($T \rightarrow T_c$), où les lames S_1 et S_2 deviennent minces par rapport aux longueurs de cohérence ($d_1/\xi_1(T) \ll 1$, $d_2/\xi_2(T) \ll 1$), le matériau se comporte comme un supraconducteur homogène, mais anisotrope [16]. $H_{c2}^\perp$ est alors une fonction de $d_1, d_2, \mathcal{H}_1, \mathcal{H}_2$. Pour $\mathcal{H}_1 > \mathcal{H}_2$ et $T \rightarrow T_c$ on trouve, dans la limite sale [16]

$$H_{c2}^\perp = (H_{c2})_2 \frac{\frac{d_1}{d_2} + 1}{\frac{d_1}{d_2} \cdot \frac{\mathcal{H}_2}{\mathcal{H}_1} + 1}. \quad (10)$$

Le champ critique $H_{c2}^\perp$ du matériau est dans cette limite supérieur à $(H_{c2})_2$ et ne tend vers $(H_{c2})_2$ que pour $d_2 \rightarrow \infty$.

Dans leurs expériences sur des feuilles laminées de Nb, de structure cellulaire, Tilley et Ward trouvent [17] (par des mesures du courant) des valeurs du rapport $H_{c2}^\perp/H_{c2}$ toujours supérieures à 1. H_{c2} figurant dans ce dernier rapport est le champ critique isotrope, déterminé à partir des mesures de susceptibilité. A basse température, $H_{c2}^\perp$ peut être pris égal à $(H_{c2})_1$ (comme le font ces auteurs) ; par contre, pour $T \rightarrow T_c$, le résultat $H_{c2}^\perp/H_{c2} > 1$ peut s'expliquer par l'influence des régions de $\mathcal{H}$ plus élevé (« murs » des cellules) sur les régions de $\mathcal{H}$ moins élevé (intérieur des cellules).

2.2 COMPORTEMENT EN CHAMP PARALLÈLE. — De même qu'en champ perpendiculaire, les effets de proximité en champ parallèle sont plus visibles à basse température lorsque les régions de $\mathcal{H}$ grand deviennent importantes.

D'autre part, les valeurs élevées des champs critiques en géométrie parallèle peuvent provenir de la supraconductivité de surface. L'effet d'une couche superficielle, de $\mathcal{H}$ différent de celui du supraconducteur massif, sur le champ critique H_{c3} a été étudié théoriquement par Schmidt [18].

Dans le cas des systèmes lamellaires, l'étude des effets de proximité en champ parallèle [19] montre qu'à basse température le champ critique H_{c2} est celui du matériau de $\mathcal{H}$ grand : pour $d_1/\xi_1(T) \gg 1$, $H_{c2}^\parallel = (H_{c2})_1$; par contre, si $T \rightarrow T_c$ et $d_2 \gg d_1$ les régions (1) de $\mathcal{H}$ grand sont minces et le champ critique est celui de la matrice, $H_{c2}^\parallel = (H_{c2})_2$ (cf. aussi la référence [17]). Toutefois, si l'épaisseur des régions « moins supraconductrices » (2) n'est pas très supé-

rieure à celle des régions (1), il existe un domaine de température près de T_c où le système se comporte comme un seul supraconducteur anisotrope [16]. Dans ce domaine le rapport $H_{c2}^{\parallel}/(H_{c2})_2$ est supérieur à un :

$$H_{c2}^{\parallel} = (H_{c2})_2 \cdot \frac{\mathcal{H}_1}{\mathcal{H}_2} \cdot \left[\frac{1 + \frac{\mathcal{H}_2}{\mathcal{H}_1} \cdot \frac{d_2}{d_1}}{1 + \frac{\mathcal{H}_1}{\mathcal{H}_2} \cdot \frac{d_2}{d_1}} \right]^{1/2} \quad (11)$$

Dans la comparaison avec les expériences en champ parallèle, il est nécessaire de tenir compte de l'effet de H_{c3} .

Par exemple, dans les systèmes étudiés expérimentalement par Tilley et Ward [17] (feuilles laminées de Nb, de structure cellulaire), il est probable que la couche superficielle soit fortement perturbée et représente une région de $\mathcal{H}$ grand. L'augmentation du

rapport $H_{c2}^{\parallel}/H_{c2}$ observée à basse température est attribuée à cet effet de surface.

3. Conclusions. — Nous avons exposé quelques résultats de l'étude des supraconducteurs inhomogènes obtenus en supposant une géométrie simple et un seul mécanisme d'ancrage dominant. Soit dans le cas où les inhomogénéités perturbent peu le milieu, soit dans le cas où l'effet d'anisotropie est plus important que l'effet d'inhomogénéité (voisinage de T_c), on peut obtenir assez facilement des résultats quantitatifs ; mais dans ce cas on ne voit que très peu les effets physiques des inhomogénéités. Dans le cas de grandes perturbations il est nécessaire de tenir compte de l'anisotropie et de l'inhomogénéité du milieu. L'étude des courants critiques est liée dans ce cas non seulement à l'étude des champs critiques, mais surtout à l'étude de la pénétration du flux dans l'échantillon.

Bibliographie

- [1] DE GENNES, P. G., *Superconductivity of Metals and Alloys* (Benjamin Inc. New York) 1966.
- DEW-HUGHES, D., Reports on Progress in Physics **34** (1971) n° 9 ; cf. aussi la référence [7].
- [2] LARKIN, A. I., *ZETF* **58** (1970) 1466.
- [3] LABUSH, R., *Phys. Stat. Sol.* **32** (1969) 439.
- [4] RAFFY, H., Thèse 3^e cycle, Orsay (1972).
- [5] DEW-HUGHES, D., *Mater. Sci. Eng.* **1** (1966) 2.
- [6] LARKIN, A. I., OVCHINNIKOV, U. N., *ZETF* **61** (1971) 1221.
- [7] CAMPBELL, A. M., EVTTS, J. E., *Adv. Phys.* **21** (1972) 90.
- [8] FETTER, L. A., HOHENBERG, P. G., in *Superconductivity* (R. D. Parks, Marcel Dekker Inc., New York) 1969.
- [9] SAINT JAMES, D., SARMA, G., *Type II superconductivity* (Pergamon Press), 1969.
- [10] NARLIKAR, A. V., DEW-HUGHES, D., *J. Math. Sc.* **1** (1966) 317.
- [11] DEW-HUGHES, D., WITCOMB, M. J., *Phil. Mag.* **26** (1972) 73.
- [12] SCHMIDT, V. V., *Sov. Phys. JETP* **30** (1970) 1137.
- [13] SCHMIDT, V. V., *ZETF* **62** (1972) 1964.
- [14] MKRTCHIAN, G. S. *et al.*, *ZETF* **63** (1972) 668.
- [15] TILLEY, D. R., WARD, R., *Sol. Stat. Commun.* **8** (1970) 1983.
- [16] DOBROSLAVJEVIĆ, L., *Phys. Stat. Sol.* **55** (1973) 773.
- [17] TILLEY, D. R., WARD, R., *J. Phys. F. Metal Phys.* **1** (1971) 667.
- [18] SCHMIDT, V. V., *Sov. Phys. JETP* **28** (1968) 266.
- [19] DE GENNES, P. G., DEUTCHER, G., dans *Superconductivity* (R. D. Parks, Marcel Dekker Inc., New York) 1969.