

Réseaux supraconducteurs et normaux

Autor(en): **Pannetier, B.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **60 (1987)**

Heft 1

PDF erstellt am: **22.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-115849>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

RESEAUX SUPRACONDUCTEURS ET NORMAUX

B. Pannetier

Centre de Recherches sur les Très Basses Températures, CNRS, BP 166 X,
38042 Grenoble-Cédex, France

Résumé : Cet article décrit quelques propriétés physiques importantes de réseaux submicroniques de métaux supraconducteurs ou normaux en présence d'un champ magnétique. Des oscillations quantiques ont été observées à la fois sur les propriétés supraconductrices -température critique, susceptibilité magnétique et aimantation- et sur les propriétés de transport -magnétorésistance d'un métal normal-. L'origine de ces oscillations qui traduisent un effet d'interférence quantique dans la structure du réseau est discutée.

I - INTRODUCTION

L'étude théorique des réseaux de filaments supraconducteurs s'est développée très rapidement, au début des années 80, dans le but de modéliser les propriétés de matériaux composites, le point crucial étant le diamagnétisme associé aux boucles fermées dans des mélanges isolant-supraconducteurs (1). La physique de ces systèmes s'est révélée par la suite d'une très grande richesse puisqu'ils constituent à l'heure actuelle l'un des systèmes modèles les plus purs pour l'étude de phénomènes fondamentaux comme les effets de commensurabilité, de frustration, ou les niveaux de Landau dans des structures nouvelles. En particulier, grâce aux technologies modernes de microfabrication, des structures très variées peuvent être étudiées : réseaux périodiques réguliers (2), self-similaires (3) ou quasi périodiques (4).

Le phénomène essentiel est la quantification du flux magnétique dont l'origine est la rigidité de la phase de la fonction d'onde. Cette quantification se traduit, dans une simple boucle supraconductrice, par des oscillations de la température critique $T_c(H)$ qui ont été observées pour la première fois par Little et Parks (5) en 1962, permettant de mettre en évi-

dence le quantum de flux supraconducteur $\phi_0 = hc/2e$. Dans un réseau étendu, cette quantification se manifeste par l'apparition d'un réseau de vortex dont la période peut être commensurable ou incommensurable avec la période du réseau selon l'intensité du champ magnétique appliqué. La théorie champ moyen de Ginzburg-Landau (1) rend compte quantitativement des structures fines associées à cette quantification : singularités sur la courbe $T_c(H)$ aux valeurs rationnelles $\frac{\phi}{\phi_0} = \frac{p}{q}$ du flux réduit (où ϕ est le flux magnétique traversant la cellule élémentaire du réseau).

La première partie de cet article décrit les principaux résultats observés sur les réseaux périodiques supraconducteurs. L'analogie entre les équations de Ginzburg-Landau et l'équation de Schrödinger permet de relier de façon simple les effets propres à la supraconductivité au problème des niveaux de Landau électroniques.

L'extension de cette étude aux réseaux de filaments normaux est présentée en seconde partie. Le phénomène mis en jeu est le phénomène de rétrodiffusion cohérente qui donne lieu, en régime de localisation faible, à des effets d'interférences électroniques à l'échelle de plusieurs cellules élémentaires du réseau. Les oscillations de magnétorésistance s'expliquent quantitativement par le modèle d'Altshuler, Aronov et Spivak. Comme nous le verrons, ces propriétés sont également reliées au spectre des niveaux de Landau.

II - METHODE EXPERIMENTALE

Les échantillons considérés sont des réseaux de filaments submicroniques faits de divers matériaux évaporés : Al, In, Cu, Au, Mg. Un exemple est montré sur la Fig. 1 qui représente une partie d'un réseau en nid d'abeilles. Le réseau a été obtenu par simple évaporation du métal (1000 Å d'épaisseur) sur la surface plane d'un réseau de microcapillaires en verre (2). Les autres réseaux utilisés dans ce travail ont été préparés suivant les méthodes conventionnelles de microfabrication : gravure ionique réactive de motifs d'aluminium définis par photolithographie et plus récemment écriture directe par faisceau d'électrons suivi d'un procédé "lift-off" (6). La largeur des lignes est typiquement 0,3 μm et la période des réseaux varie de 1,6 μm à 6 μm .

Les phénomènes physiques étudiés sont des effets extrêmement fins qui demandent une grande précision instrumentale. Par exemple, les oscillations quantiques de magnéto-résistance dans les réseaux normaux sont gouvernées par un effet d'interférence autour des boucles du réseau (effet de rétrodiffusion cohérente). L'amplitude maximum de ces oscillations est reliée de façon simple aux constantes fondamentales $\Delta R/R \sim e^2 R / \pi h$. Pour les valeurs utiles ($R \sim 1 \Omega$), cet ordre de grandeur est $\sim 10^{-5}$ dans

les meilleurs cas. Aux températures finies, cet effet de cohérence est limité par les processus inélastiques qui introduisent une atténuation supplémentaire $\sim \exp(-L/L_\phi)$ où L est le périmètre des boucles élémentaires (typiquement $9 \mu\text{m}$) et L_ϕ la longueur de cohérence de phase. Concrètement les mesures demandent une précision $\Delta R/R \sim 10^{-8}$. Cette résolution est atteinte en utilisant des ponts d'impédance équipés de transformateurs refroidis à $4,2 \text{ K}$. Un autre exemple est donné par les mesures magnétiques (6). La précision demandée pour observer les variations d'aimantation d'un réseau dont la masse n'est que de $5 \mu\text{g}$ doit atteindre 10^{-10} uem. Les mesures de dM/dT font également appel à des composants conventionnels refroidis.

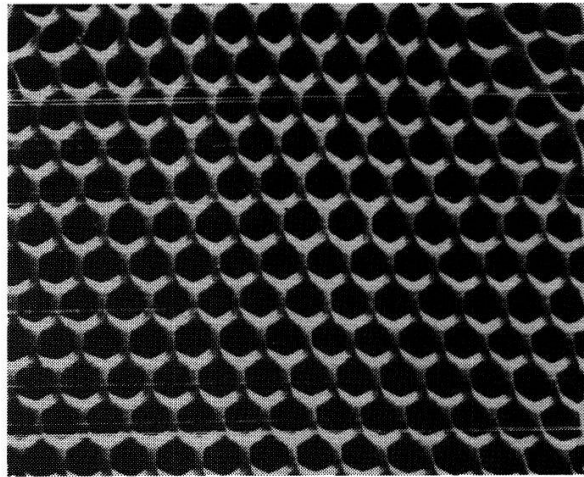


Fig. 1 : Partie d'un réseau en nid d'abeille d'or. Le diamètre intérieur des cellules est de $2 \mu\text{m}$. Le réseau contient $3 \cdot 10^6$ cellules.

III - RESEAUX SUPRACONDUCTEURS

1 - Ligne de transition supraconductrice

Au voisinage de la température critique T_c les propriétés d'équilibre d'un supraconducteur de seconde espèce sont bien décrites par la théorie de Ginzburg-Landau. En présence d'un champ magnétique, la ligne de transition elle-même est donnée par la solution de l'équation linéarisée qui peut s'écrire :

$$\frac{1}{\xi^2} = \min E_n(H)$$

où $E_n(H)$ représente la valeur propre d'indice n de l'opérateur :

$$(i\nabla_{\mathbf{r}} + \frac{2\pi}{\phi_0} \mathbf{A})^2 \psi_n = E_n(H) \psi_n \quad (2)$$

Dans cette expression, $\psi_n(\mathbf{r})$ est le paramètre d'ordre complexe décrivant la phase supraconductrice, \mathbf{A} le potentiel vecteur et $\phi_0 = \frac{hc}{2e}$ le quantum de flux supraconducteur. La longueur de cohérence supraconductrice est donnée par :

$$\xi(T) = \frac{\xi(0)}{\sqrt{1 - \frac{T^2}{T_c^2}}} \quad (3)$$

L'équation (2) représente aussi l'équation de Schrödinger d'une particule de charge $2e$ et d'énergie $\hbar^2/2m\xi^2$. Cette analogie est essentielle car elle permet de relier les propriétés supraconductrices aux propriétés dynamiques les plus générales d'un système d'électrons libres. Ainsi, le problème de la quantification du flux magnétique dans un réseau supraconducteur et le problème de la quantification des niveaux de Landau électroniques sont décrits par les mêmes équations (7) et dépendent, dans les deux cas, des conditions aux limites, donc de la topologie du réseau. Donnons quelques exemples simples pour illustrer cette analogie.

Le supraconducteur massif de seconde espèce représente le cas idéal d'un milieu parfaitement homogène. Les états propres de l'Equ. 2 ne sont autres que les niveaux de Landau d'une particule libre sous champ magnétique $E_n = \frac{4\pi}{\phi_0}(n + \frac{1}{2})H$. La ligne de transition supraconductrice est représentée par le niveau inférieur $n = 0$. La solution correspondante constitue l'état de vortex du supraconducteur de type II pour lequel la ligne de transition est une simple droite au voisinage de T_c (Fig. 1).

$$H_{c2} = \frac{\phi_0}{2\pi\xi^2(0)} \frac{T_c - T}{T_c} \quad (4)$$

Un second exemple est donné par un anneau circulaire formé d'un filament infiniment fin (section $\ll \xi$). Les fonctions propres obtenues sont des fonctions d'ondes d'amplitude constante $\psi_n = \exp(ini\theta)$ dont l'unicité est assurée en imposant que l'indice n soit un entier. Les valeurs propres

$E_n(H) = (\frac{\phi}{\phi_0} - n)^2/R^2$ représentent l'énergie cinétique de la particule ou, pour le supraconducteur, l'énergie associée aux courants permanents circulant dans la boucle fermée. Elles dépendent de façon quadratique du flux magnétique $\phi = \pi R^2 H$ traversant l'anneau. La ligne critique est donnée par l'état de plus basse énergie :

$$\frac{1}{\xi(0)^2} \frac{T_c - T}{T_c} = \frac{1}{R^2} \min(\frac{\phi}{\phi_0} - n)^2 \quad (5)$$

Le nombre quantique n s'ajuste en fonction du champ magnétique de façon à minimiser l'énergie. Il en résulte une ligne périodique formée de segments paraboliques.

Cette ligne, observée pour la première fois par Little et Parks (5) illustre le phénomène fondamental

de quantification du flux magnétique. La période magnétique correspond à un quantum de flux (ϕ_0) dans la surface de la boucle et ne dépend pas du matériau. Ce quantum $\phi_0 = hc/2e$ est associé à la charge $2e$ des paires de Cooper. Les propriétés du matériau n'interviennent que dans la longueur de cohérence $\xi(0)$,

c'est-à-dire dans l'amplitude des oscillations de la température critique qui est proportionnelle à $\xi(0)^2/R^2$. Pour des valeurs typiques $\xi(0) = 1000 \text{ \AA}$ et $R = 1 \text{ \mu m}$, l'ordre de grandeur de cette oscillation est de $\Delta T_c/T_c \sim 1\%$. Les deux exemples précédents fournissent les éléments nécessaires à la compréhension des phénomènes de quantification dans un réseau supraconducteur étendu. Le calcul détaillé des solutions de l'Equation 2 dans une géométrie de réseau quelconque (réseau de filaments infiniment fins et interconnectés) fait appel au formalisme développé par Alexander (1). Sans entrer dans le détail de ce calcul, l'analogie mentionnée ci-dessus fournit l'essentiel du résultat. En effet, les états propres de l'équation de Schrödinger ont été calculés, pour un réseau carré, par Hofstadter (7). Le spectre d'énergie obtenu est montré sur la Fig. 3. Il repré-

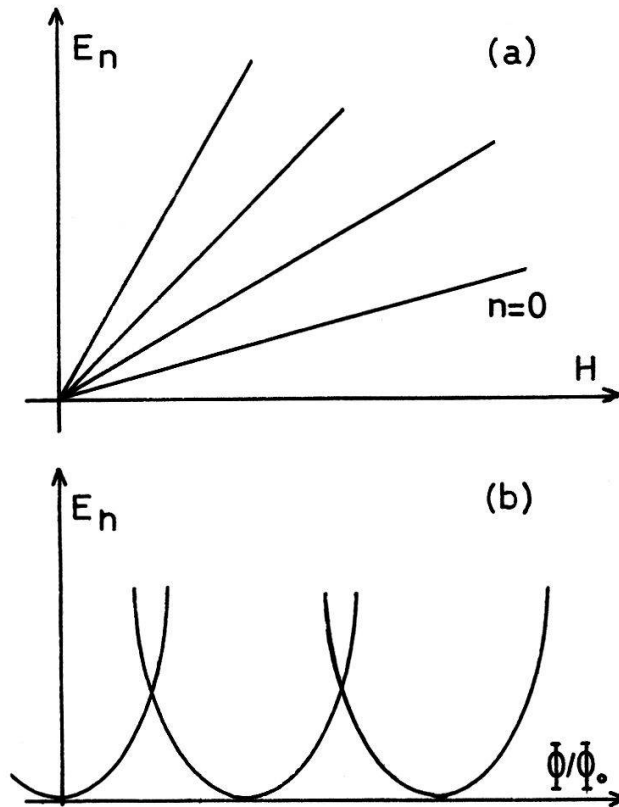


Fig. 2 : Etats propres de l'équation (2) pour un milieu homogène (a) et un anneau (b). La température critique supraconductrice est donnée par le niveau inférieur selon Eq. (1).

sente les niveaux de Landau $E_n(H)$ dans le modèle des Liaisons Fortes. Ce spectre possède un certain nombre de propriétés d'invariances caractéristiques de la topologie, en particulier l'ensemble du spectre est périodique vis-à-vis des champs magnétiques. La période magnétique correspond à $\phi/\phi_0 = 1$, c'est-à-dire 1 quantum de flux magnétique par cellule élémentaire de réseau. Dans un cristal réel, compte tenu de la taille de la cellule élémentaire ($\sim 1 \text{ \AA}$), les champs magnétiques requis pour observer le spectre complet de ces niveaux de Landau sont de l'ordre de 10^9 gauss, donc hors d'atteinte. Cela explique pourquoi seule la partie bas champ du spectre ($\phi/\phi_0 \ll 1$) est observable dans un cristal. Par contre, dans un réseau supraconducteur artificiel où la cellule élémentaire est de l'ordre du micron, les phénomènes associés apparaissent à des champs magnétiques de quelques gauss, très faciles à mettre en oeuvre.

D'après l'Equation 2, la ligne de transition du réseau supraconducteur est donnée par le bord du spectre, c'est-à-dire par l'enveloppe inférieure de tous les états E_n . Les niveaux d'énergie supérieure

sont associés à des états métastables de la phase supraconductrice. Cette courbe a été mesurée pour la première fois avec une très grande précision dans un réseau carré d'aluminium par des mesures résistives (2) puis magnétiques (6).

Les propriétés de cette courbe fractale résultent de l'effet de frustration induit par le champ magnétique sur les niveaux d'énergie (i.e. la température critique). Le paramètre de frustration est le flux réduit ϕ/ϕ_0 : Pour chaque nombre entier le système est non frustré et l'effet du champ magné-

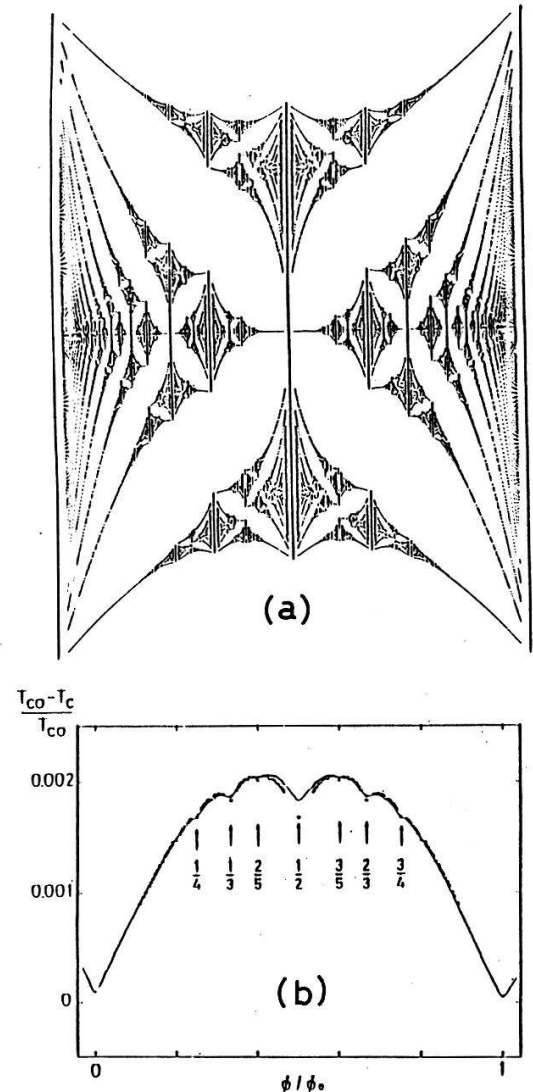


Fig. 3 : a) Etats propres de l'équation 2 pour un réseau carré infini. La ligne de transition supraconductrice est donnée par le bord inférieur du spectre. b) Ligne de transition observée dans un réseau supraconducteur.

tique est nul. Chaque rationnel p/q correspond à un certain degré de frustration dans le réseau, qui donne lieu à une configuration particulière de la fonction d'onde et des supracourants.

2 - L'état mixte du réseau

La configuration de la fonction d'onde dans un réseau carré peut être obtenue à partir des équations (non linéaires) de Ginzburg-Landau (8) pour les valeurs rationnelles simples du flux magnétique $\phi/\phi_0 = p/q$ avec $q \leq 7$. Du point de vue physique, deux périodes spatiales entrent en compétition : la période structurale a du réseau lui-même et la période magnétique $\lambda_H = \sqrt{\phi_0}/H$ qui coïncide avec celle du réseau idéal de vortex dans un milieu uniforme. Pour les flux rationnels p/q , ces deux périodes sont commensurables. Il en résulte un arrangement périodique en supercellules dont la taille est donnée par la période commune qa . Les singularités qui apparaissent sur la ligne de transition traduisent les conditions de quantification dans ces supercellules. La Fig. 4 illustre le cas $q = 5$. Les supracourants se referment autour des "vortex" du système. Noter qu'en aucun point le paramètre d'ordre ne s'annule. Dans un réseau de fils, les "vortex" n'ont pas de coeur. Autour de chaque cellule portant un courant, la phase du paramètre d'ordre tourne de 2π et son amplitude est affaiblie. La répulsion entre vortex qui donne lieu à l'arrangement triangulaire des vortex d'Abrikosov conduit dans le cas présent à une configuration extrêmement sensible au paramètre de frustration du système. En particulier, pour ϕ/ϕ_0 irrationnel ($q \rightarrow \infty$), la périodicité est totalement perdue (9).

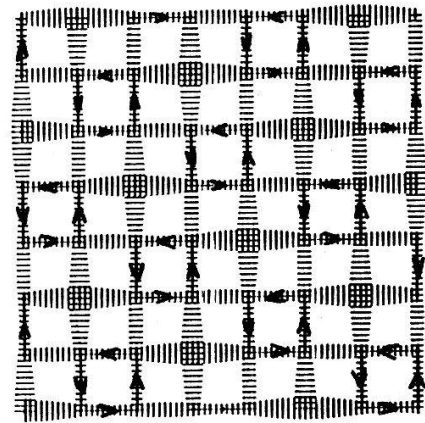


Fig. 4 : Configuration du paramètre d'ordre ψ dans une supercellule 5×5 pour $\phi/\phi_0 = 1/5$. L'amplitude de est donnée par la largeur des traits. Les flèches représentent la circulation des supracourants.

Comme la température critique T_c , l'aimantation à l'équilibre dans l'état mixte est déterminée par le spectre $E_n(H)$ de la Fig. 2. La généralisation du modèle d'Abrikosov au cas du réseau (8) conduit à l'expression suivante:

$$M = - \frac{1}{4\pi\beta_A(H) \left(2K^2 - \left(\frac{\phi_0}{2\pi} \frac{dE_n}{dH}\right)^2\right)} \left(\frac{\phi_0}{2\pi}\right)^2 \frac{dE_n}{dH} \left(E_n - \frac{1}{\xi^2}\right) \quad (6)$$

L'aimantation s'annule à la température critique $T_c(H)$ et présente une dépendance caractéristique en dT_c/dH . L'une des quantités intéressantes du point de vue expérimental est la dérivée de l'aimantation par rapport à la température dM/dT . Le modèle ci-dessus montre que cette quantité est directement proportionnelle à la dérivée du bord du spectre, donc à $\frac{dT_c}{dH}$. Cette propriété a été vérifiée par l'expérience (6) (Fig. 5). La fonction $\beta_A(H)$ qui apparaît dans l'équation (6) est l'analogue du paramètre β_A d'Abrikosov : Ici, il dépend non seulement de la fonction d'onde mais également du champ magnétique (8).

IV - RESEAUX NORMAUX

Les effets d'interférence dans les réseaux de métaux normaux ont pour origine le phénomène de diffusion multiple sur les impuretés. L'incidence de ce phénomène sur les propriétés de transport des métaux désordonnés a été explicitée en 1981 par Altshuler, Aronov et Spivak (A.A.S. Ref. 10) et constitue la base de la compréhension des effets de localisation faible dans les métaux. Ces auteurs ont prédit que la conductivité d'un microcylindre de métal non supraconducteur devait être une fonction périodique du flux magnétique traversant le cylindre. Selon A.A.S., ces oscillations, dont la période $\phi_0 = hc/2e$ est associée à 2 fois la charge électronique

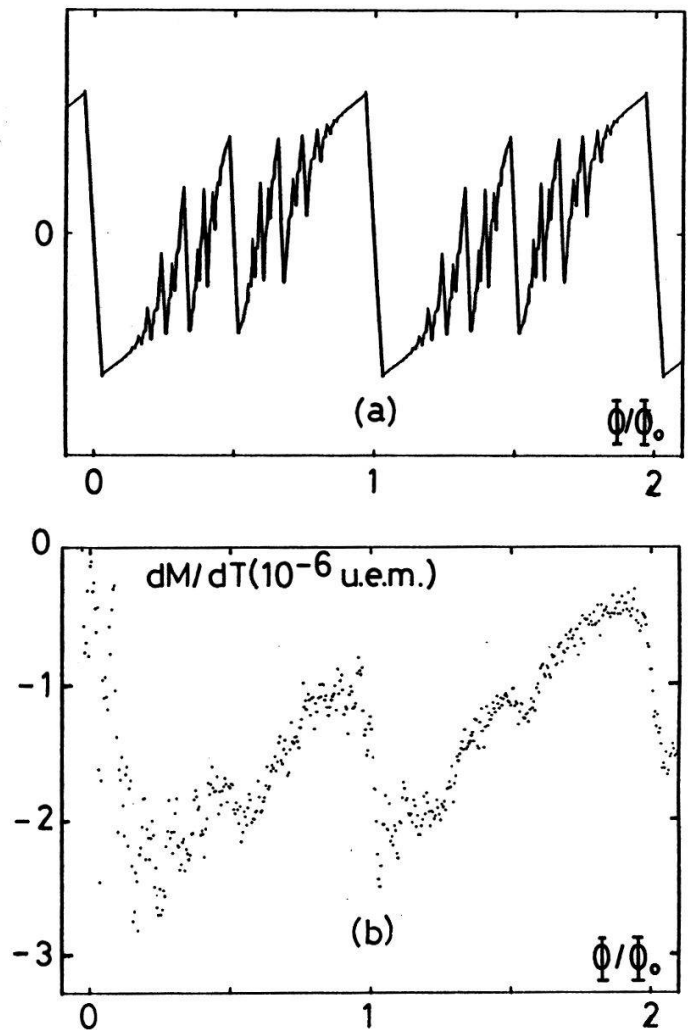


Fig. 5 : a) Dérivée du bord du spectre de la Fig. 3. Noter que cette dérivée présente une discontinuité pour chaque valeur rationnelle de ϕ/ϕ_0 . b) Dérivée de l'aimantation dM/dT d'un réseau carré d'indium (Ref. 6).

(2e) comme dans un supraconducteur, se produisent dans un système d'électrons indépendants en présence de désordre faible. L'origine physique est le phénomène très général de rétrodiffusion cohérente d'une onde dans un milieu aléatoire. Il se révèle de façon particulière sur la magnétorésistance du fait du couplage de la phase de la fonction d'onde électronique avec le champ magnétique.

L'effet prédit par A.A.S. a été observé dès 1981 par Sharvin sur un microcylindre de magnésium (10). L'expérience de Sharvin est l'équivalent strict de l'expérience de Little et Parks sur le microcylindre supraconducteur.

Formellement, les corrections quantiques de localisation faible prédites par A.A.S. sont données par :

$$\Delta\sigma(r) = \langle \frac{2\sigma_0}{\pi\nu} C(r,r) \rangle \quad (11)$$

où σ_0 est la conductivité de Drude, ν la densité d'états et $C(r,r)$ la composante diagonale du Cooperon, lui-même donné par la solution de l'équation :

$$\left[(i\nabla - \frac{2e}{\hbar c} A)^2 + \frac{1}{L_\phi^2} \right] C(r,r') = \frac{1}{\hbar D S} \delta(r-r') \quad (12)$$

Dans cette équation de diffusion, le Cooperon apparaît comme la probabilité classique pour un électron de revenir à son point d'origine. Cette probabilité mesure la contribution des chemins diffusifs fermés qui sont le point clé de la compréhension des phénomènes de localisation faible (12). Il faut noter que les grandeurs considérées ici sont des quantités moyennées sur le désordre. Lorsqu'une moyenne d'ensemble est effectuée, tous les effets d'interférence directe disparaissent, seuls subsistent les effets de rétrodiffusion cohérente associés au double comptage des boucles fermées. Ce double comptage est concrétisé par le terme de déphasage $2 \times eA/\hbar c$ qui est à l'origine de la période $hc/2e$ des oscillations quantiques prédites par A.A.S. Il est clair que cette approximation de moyenne d'ensemble, parfaitement justifiée dans un réseau étendu contenant plusieurs millions de boucles, ne décrit pas la réalité des petits systèmes (13) pour lesquels les effets d'interférence directe, associés à la période hc/e , subsistent. Nous nous limiterons ici au domaine de validité de l'équation (12).

L'équation 12 présente des analogies formelles avec l'équation de

Ginzburg-Landau avec cependant deux différences importantes : Le terme L_ϕ^2 qui remplace $-\xi^2$ introduit une longueur de cohérence imaginaire qui impose un amortissement exponentielle de longueur caractéristique L_ϕ . $L_\phi = \sqrt{D\tau_\phi}$ est la longueur de cohérence de phase, c'est-à-dire la longueur sur laquelle un électron garde la mémoire de sa phase. Le second point important est lié à la nature de la grandeur physique mesurée. Introduisons à nouveau les états propres E_n de l'opérateur de Schrödinger. On constate que les variations de magnétorésistance mettent en jeu une combinaison de l'ensemble des états propres :

$$\frac{\Delta R}{R} \sim \sum_n \frac{1}{E_n + L_\phi^{-2}} \quad (13)$$

alors que la température critique du supraconducteur ne met en jeu qu'un seul état. Les conséquences de cette distribution sont très importantes et peuvent être illustrées sur l'exemple de l'anneau simple.

Les états propres correspondant au cas de l'anneau sont des fonctions quadratiques du nombre quantique n (Equation 5). Les corrections de magnétorésistance sont données par la sommation.

$$\frac{\Delta R}{R} \sim \sum_n \frac{1}{\frac{1}{R^2} \left(\frac{\phi}{\phi_0} - n \right)^2 + \frac{1}{L_\phi^2}} \quad (14)$$

Si l'on se réfère à la Fig. 1, on voit que la magnétorésistance est fonction de l'ensemble des niveaux d'énergie. Il est clair qu'aucune discontinuité ne se produit aux croisements de niveaux puisque les niveaux sont également peuplés. Au lieu de la courbe singulière de Little et Parks, nous avons ici une courbe périodique parfaitement régulière, que ce soit en géométrie annulaire ou cylindrique. Cet argument tient également dans le cas du réseau périodique et explique l'absence totale de sous-harmoniques $\frac{p}{q} \phi_0$.

Le calcul détaillé pour un réseau périodique a été effectué par Douçot et Rammal (14) qui ont développé un formalisme très général permettant le calcul des effets de rétrodiffusion cohérente sur un réseau quelconque de filaments unidimensionnels. Ce formalisme fournit, dans le cas de réseaux réguliers simples comme le réseau carré ou le nid d'abeilles, une relation explicite pour $\Delta R/R$ qui explique en détail les observations expérimentales (15,16) :

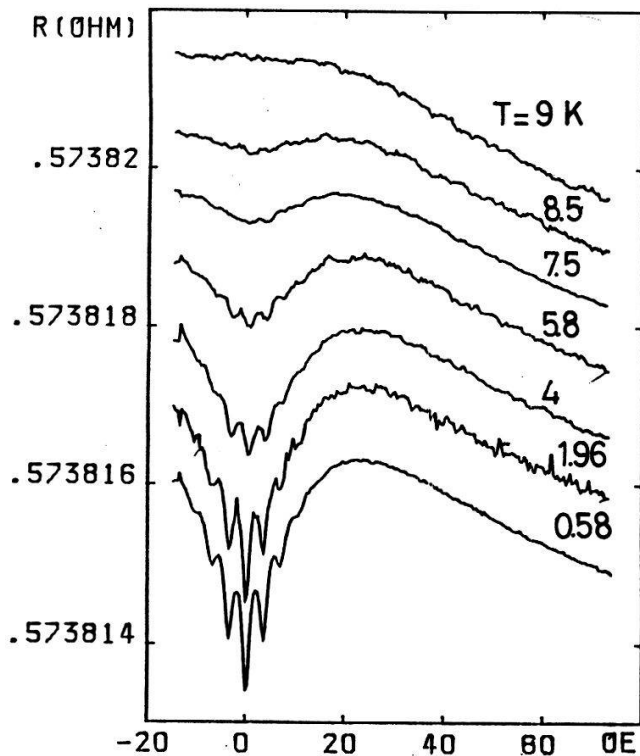


Fig. 6 : Magnétorésistance d'un réseau en nid d'abeilles de Cu à différentes températures.

- Périodicité en champ magnétique (Fig. 6).

La période $\phi = \phi_0$ a pu être vérifiée avec

précision par comparaison avec un réseau supraconducteur (Fig. 7). Ce phénomène d'oscillations quantiques présent dans des métaux variés (Cu, Au, Mg, Li) confirme la généralité de l'effet A.A.S.

- Absence de singularité aux sous-harmoniques $\frac{p}{q} \phi_0$. Cette propriété, triviale à haute température lorsque L_ϕ est plus petite que la taille d'une cellule, est en réalité beaucoup plus subtile. En effet, en contraste avec le cas de la transition supraconductrice liée à l'enveloppe du spectre de la Fig. 3, tous les états participent ici de façon cohérente à la magnétorésistance aussi grande L_ϕ soit-elle. On observe effectivement une courbe parfaitement régulière à toutes températures, que ce soit dans les réseaux hexagonaux ou carrés (17).

- Régimes asymptotiques. Selon l'importance relative des trois longueurs caractéristiques : pas du réseau a , longueur magnétique $\lambda_H = \sqrt{\phi_0/H}$ ou rayon de l'orbite cyclotron et enfin longueur de cohérence L_ϕ , plusieurs régimes limites seront obtenus. Par exemple lorsque λ_H et L_ϕ sont beaucoup plus grandes que a , cela se produit à faible champ et à très basse température, le caractère discret

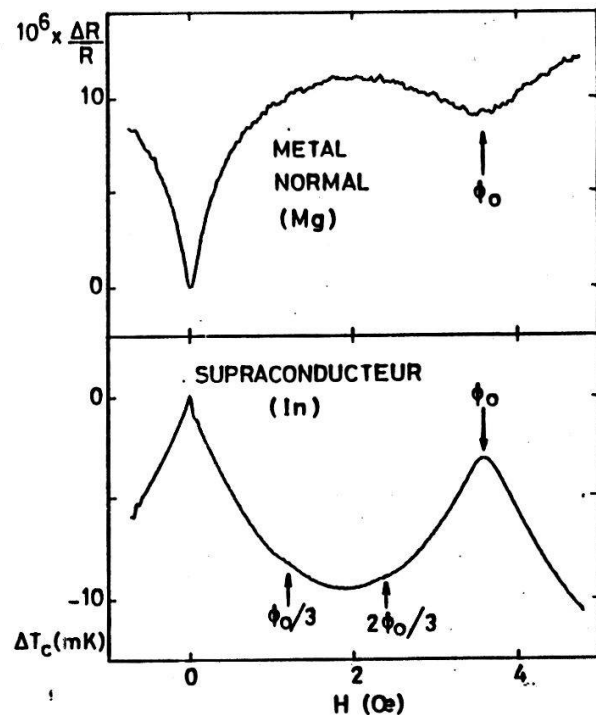


Fig. 7 : Comparaison entre les oscillations de magnétorésistance d'un métal normal (en haut) et de T_c d'un métal supraconducteur (en bas). La période est la même dans les 2 cas $\phi_0 = hc/2e$.

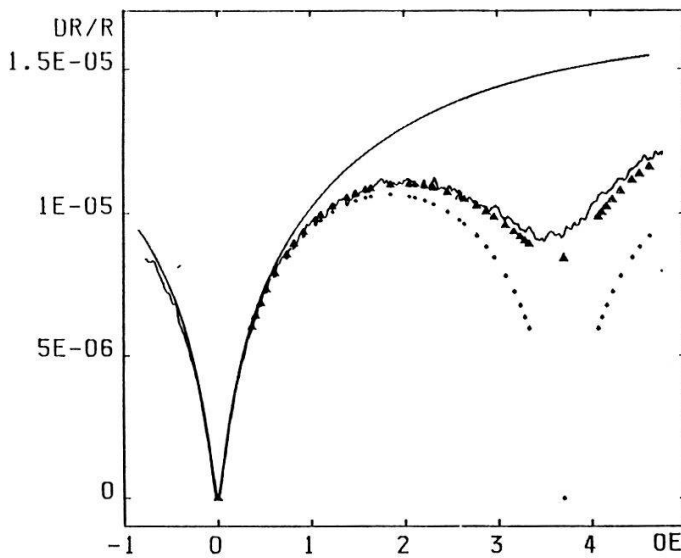


Fig. 8 : Magnésium : Comparaison expérience (ligne accidentée)-théorie. Filaments infiniment fins (points), filaments de largeur finie (triangles). La ligne continue représente la limite théorique 2D.

La Fig. 9 montre, pour différents matériaux, les valeurs de L_ϕ , déduites de l'amplitude des oscillations de magnétorésistance dans des réseaux en nid d'abeilles.

Les valeurs typiques vont de $13 \mu\text{m}$ à $6 \mu\text{m}$ à basse température. Leur dépendance en température permet de mettre en évidence les contributions respectives des impuretés magnétiques de l'interaction électron-électron et de l'interaction électron-phonon. Les valeurs mesurées dépassent largement les valeurs usuelles reportées dans la littérature (18). Il s'agit ici de matériaux très purs pour lesquels le libre parcours moyen électronique n'est limité que par l'épaisseur du film ($\sim 1000 \text{ \AA}$). Les coefficients de diffusion vont de 500 à $1000 \text{ cm}^2/\text{sec}$, ce qui représente des valeurs tout à fait inusuelles dans les études d'effets de localisation.

du réseau ne joue plus aucun rôle. Dans ce régime du continuum, la magnétorésistance du réseau est donnée par la limite 2D du film homogène. Ce comportement asymptotique est observé à très basse température sur les échantillons de magnésium (Fig. 8) dans lesquels $L_\phi \approx 13 \mu\text{m} \gg a$ ($a = 1.5 \mu\text{m}$). Dans ce régime, la cohérence est maintenue à l'échelle de plusieurs boucles.

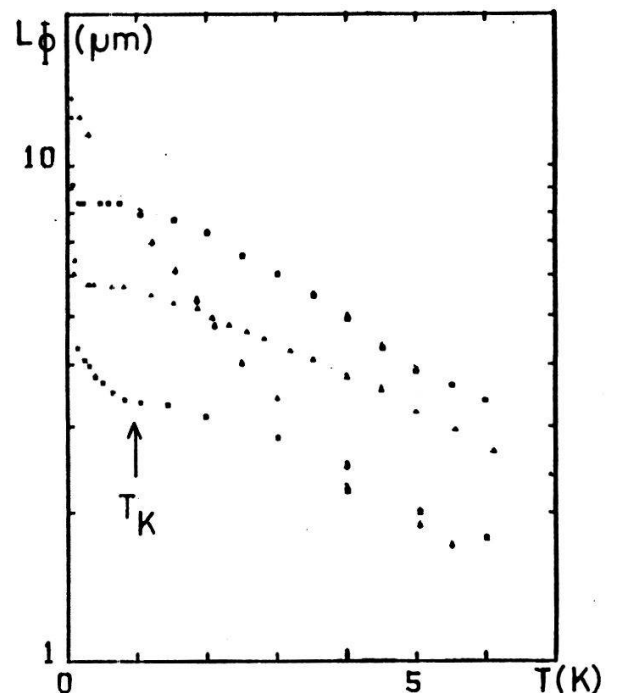


Fig. 9 : Longueur de diffusion inélastique mesurée pour Mg, Au et Cu. L_ϕ représente la longueur sur laquelle la cohérence de phase est maintenue : $13 \mu\text{m}$ dans Mg.

La saturation observée aux très basses températures est attribuée à l'effet des impuretés magnétiques. Dans l'or pour lequel la température de Kondo est de l'ordre de $T_K \cong 1$ K (Au-Fe) l'effet des impuretés magnétiques apparaît clairement à la fois sur la résistance -par une remontée logarithmique qui dépasse de deux ordres de grandeur l'anomalie de localisation faible- et sur L_ϕ qui présente une anomalie à T_K (Fig. 9).

V - CONCLUSION

L'étude des phénomènes de quantification dans les réseaux périodiques supraconducteurs ou normaux permet de révéler un certain nombre de phénomènes fondamentaux d'interférences liées à la topologie des réseaux. Ces systèmes artificiels apparaissent maintenant comme des modèles purs pour l'étude de propriétés très générales comme les effets de frustration, les niveaux de Landau ou le spectre des excitations harmoniques dans des structures nouvelles (3,4) comme les réseaux fractals (tamis de Sierpinski ou quasipériodiques (échelles de Fibonacci ou réseaux de Peurose).

Remerciements - L'auteur tient à remercier MM. R. Rammal, J. Chaussy, Y.Y. Wang, P. Gandit et B. Douçot (CRTBT Grenoble) ainsi que MM. J.C. Villégier (LETI), A. Vareille et A. Tissier (CNET Grenoble) pour leur contribution essentielle à ce travail.

* Echantillons réalisés par écriture directe au masqueur électronique, Centre Norbert Segart, CNET, Chemin du Vieux Chêne 38243 Meylan-Cédex.

- 1 de Gennes P.G., C.R. Ac. Sci. Ser. B 292 (1981) 9 et 279 ; Alexander S., Phys. Rev. B27 (1983) 1541 ; Rammal R., Lubensky T.C. et Toulouse G., Phys. Rev. B27 (1983) 2820.
- 2 Pannetier B., Chaussy J. et Rammal R., J. Physique-Lettres 44 (1983) L853 ; Pannetier B., Chaussy J., Rammal R. and Villegier J.C., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1845.
- 3 Gordon J.M., Goldman A.M., Maps J., Costello J., Tiberio R. et Whitehead B., preprint ; Pannetier B. et al., à paraître.
- 4 Pannetier B. et al., à paraître.
- 5 Little W. and Parks R., Phys. Rev. A133 (1964) 97.
- 6 Gandit P., Chaussy J., Pannetier B., Rammal R., Vareille A., Tissier A., ce volume.

- 7 Hofstadter D.R., Phys. Rev. 14 (1976) 2239.
- 8 Wang Y.Y., Rammal R. et Pannetier B., ce volume.
- 9 Halsey T.C., Phys. Rev. Letters 55 (1985) 1018.
- 10 Altshuler B.L., Aronov A.G. et Spivak B.Z., JETP Lett. 33 (1981) 94.
- 11 Sharvin D.Y. and Sharvin Y.V., JETP Lett. 34 (1981) 272.
- 12 Altshuler B.L., Aronov A.G., Khmel'nitskii D.E. and Larkin A.I. in Quantum Theory of Solids, ed. I.M. Lifshitz, MIR publishers, Moscou 1982.
- 13 Chandrasekhar V., Rooks M.J., Wind S. and Prober D.E., Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1610 ; Umbach C.P., Van Haesendonck C., Laibowitz R.B., Washburn S. and Webb R.A., Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 386.
- 14 Douçot B. et Rammal R., Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1148.
- 15 Pannetier B., Chaussy J., Rammal R. and Gandit P., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) p. 718 et Phys. Rev. B 31 (1985) 3209.
- 16 Dolan G.J., Licini J.C. and Bishop D.J., Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 1493.
- 17 Douçot B., Rammal R. and Pannetier B., à paraître.
- 18 Bergmann G., Phys. Rep. 107 (1984) 1.