Les vortex dans les supraconducteurs

Une matière molle au sein de la matière dure

Kees van der Beek⁽¹⁾ (kees.vanderbeek@polytechnique.edu) et Florence Lévy-Bertrand⁽²⁾

(1) Laboratoire des Solides Irradiés, UMR CNRS 7642, École polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex

(2) Institut Néel, CNRS et Université Joseph Fourier, BP 166, 38042 Grenoble Cedex 9

Une des propriétés emblématiques des matériaux supraconducteurs est l'exclusion du flux magnétique lorsqu'ils sont soumis à un champ magnétique. Qui n'a pas en tête l'image d'un aimant lévitant au-dessus d'un supraconducteur, ou d'un train supraconducteur volant à toute vitesse au-dessus des voies ? Or, paradoxalement, le point clé de ces applications réside dans la façon dont le flux magnétique pénètre dans le matériau.

Nous décrirons ici la façon dont le flux pénètre les supraconducteurs de type II de manière quantifiée, sous forme de « vortex ». Véritable matière molle au sein de la matière dure, les vortex forment des structures très variées et obéissent à une dynamique toute particulière sous l'action d'un champ magnétique, d'un courant électrique ou de la température.

Expulsion du flux et état Meissner

Lorsqu'un supraconducteur est refroidi en dessous de sa température critique T_c en présence d'un champ magnétique modeste, le flux magnétique est expulsé de l'échantillon : c'est l'effet Meissner [1]. Le champ H est alors annulé au sein du matériau par un courant d'écrantage supraconducteur (non dissipatif) circulant à sa périphérie et sur ses surfaces (fig. 1). Ce « supercourant » s'éteint à l'intérieur du solide selon une loi exponentielle en r/λ , où r est la distance à partir de la surface, et λ est la longueur de pénétration magnétique de London, de l'ordre de 50 à 250 nm [1]. On appelle « état Meissner » l'état où l'effet Meissner est total et l'induction magnétique B nulle dans le volume de l'échantillon.

Supraconductivité de type II et vortex

Pour des champs magnétiques appliqués plus élevés, on distingue deux types de supraconducteurs. La différence provient du rapport κ entre λ et la longueur de cohérence ξ [1]. Cette dernière, de l'ordre de quelques nm à quelques dizaines de nm, est l'échelle spatiale sur laquelle peut varier la densité de paires de Cooper n_s . Si $\kappa < 1/\sqrt{2}$, le supraconducteur est dit de type I : la supraconductivité est brutalement détruite au champ critique H_c . Si, au contraire, $\kappa > 1/\sqrt{2}$, le supraconducteur est dit de type II ; dans ce cas, lorsque H dépasse un premier champ critique H_{c1} , le flux magnétique est partiellement admis sous forme de zones cylindriques, ou *lignes de flux*, centrées sur des cœurs non supraconducteurs de diamètre 2ξ (fig. 1).

1. État Meissner et état mixte. Si l'on refroidit un supraconducteur de type II (en violet) en dessous de la température critique T_c , en l'exposant à un champ magnétique inférieur au premier champ critique H_{c1} , le flux magnétique est expulsé par effet Meissner. Si ensuite, on expose le matériau à un champ plus grand que H_{c1} , le flux pénètre partiellement sous forme de vortex (les lignes de champ sont indiquées en noir, le supercourant en vert).

Ferrofluide (solution colloïdale de nanoparticules ferromagnétiques) au-dessus d'une pastille de supraconducteur cuprate de type $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, refroidie dans de l'azote liquide à -196°C . Un aimant, préalablement placé au-dessus de la pastille supraconductrice, a piégé dans cette dernière du flux magnétique sous forme de vortex. Le ferrofluide est sensible à ces lignes de flux magnétique, d'où sa forme en hériss.

Pénétration du flux magnétique dans une couche mince rectangulaire de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, observée par méthode magnéto-optique. Les régions claires sont celles où $\langle B \rangle$ est élevé, les zones sombres celles où $\langle B \rangle$ est faible ou nul. (a-c) En augmentant le champ magnétique de 6,3 à 30 mT, le flux, porté par des milliers de vortex (que l'on ne peut résoudre à cette échelle), entre progressivement depuis les bords. Or, l'opposition de l'ancrage au mouvement des vortex fait que ceux-ci ne pénètrent qu'à une certaine distance. Ainsi, les régions jouxtant les bords du supraconducteur se trouvent dans l'état mixte, tandis que le centre demeure dans l'état Meissner. La forme spécifique de la distribution de $\mathbf{B}$ est due au fait que les vortex ne peuvent se mouvoir que perpendiculairement au courant d'écrantage qui, lui, circule parallèlement aux bords. (d) Si, après 30 mT, on réduit le champ à 0, les vortex près du bord peuvent s'échapper, tandis que les lignes de flux plus au centre restent piégées.

2. Structure d'un vortex. Le vortex comprend un cœur non supraconducteur de diamètre 2ξ , entouré d'un tourbillon de courant non dissipatif. Ce courant génère une densité de flux (induction magnétique) $\mathbf{B}(\mathbf{r})$, dont la valeur intégrée est égale à $\Phi_0 = h/2e$. À la périphérie du cœur, la densité de courant $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ atteint la valeur $\mathbf{j}_0$ requise pour détruire la supraconductivité à l'intérieur. La densité n_s de paires de Cooper diminue continûment jusqu'à disparaître au centre du cœur.

Les cœurs sont entourés par un supercourant, responsable à la fois de la génération du flux magnétique dans les cœurs, et de son écrantage dans le matériau environnant (fig. 2). La ressemblance entre ces lignes de flux et des tourbillons a conduit à la dénomination de *vortex*. On dit qu'un supraconducteur de type II contenant des vortex se trouve dans l'état mixte, car il comprend des zones normales, les cœurs de tourbillons, entourées d'une matrice supraconductrice. Les vortex sont énergétiquement favorables, car le matériau est globalement dans l'état supraconducteur, sans pourtant totalement exclure le flux magnétique.

Un supraconducteur de type II ne retourne à l'état normal qu'à un second

champ critique H_{c2} qui, pour grand κ , est très supérieur à H_{c1} . La supraconductivité de type II résiste ainsi à des champs magnétiques beaucoup plus importants que celle de type I. Par conséquent, les applications utilisent presque exclusivement des supraconducteurs de type II.

Quantification du flux magnétique

Le matériau autour des vortex est à l'état supraconducteur, soit un état quantique cohérent. La phase de la fonction d'onde a donc la même valeur, *modulo* 2π , après un tour complet du cœur de vortex. La théorie de Ginzburg et Landau [1] lie le changement de la phase sur le contour à la valeur du flux magnétique $\Phi = \oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$ traversant

»»»

3. (a) Progression d'un vortex à travers le potentiel des défauts. Dans le régime de faibles vitesses (v), les vortex adoptent des configurations rugueuses. Le mouvement a alors lieu par sauts thermiquement activés entre configurations métastables, par exemple de la configuration violette à la configuration verte. (b) Variation du champ électrique E en fonction de la densité de courant j d'un supraconducteur de type II. Sans ancrage des vortex, on a la loi d'Ohm (en violet) ; l'ancrage fait apparaître la densité de courant critique j_c (courbe orange) ; le mouvement lent, dû aux sauts thermiquement activés des vortex, se traduit par la courbe verte.

4. Déformations élastiques d'un réseau de vortex. F désigne la contrainte, et $u(\mathbf{r})$ le champ de déplacement en fonction de la position. (a) Mode de compression : ce mode peut être induit par la décroissance en $\exp(-x/\lambda)$ du supercourant d'écrantage circulant sur une surface extérieure (ici, à gauche) du matériau, parallèle à B . (b) Mode de flexion homogène, induit par exemple par un courant d'écrantage circulant sur la surface supérieure du matériau, perpendiculaire à B , d'où émanent les vortex. (c) Mode de flexion avec un vecteur d'onde k non nul : un tel mode peut être excité par une onde hyperfréquence ou acoustique. (d) Mode de cisaillement.

>>>

l'aire entourée. Par conséquent, Φ doit être un multiple entier du quantum de flux $\Phi_0 = h/2e$. On a presque toujours un quantum de flux *unique* par vortex. Ce n'est donc pas le flux par vortex, mais le nombre de vortex par unité d'aire, $n_v = \langle B \rangle / \Phi_0$, qui est lié à l'induction magnétique moyenne $\langle B \rangle$ traversant le supraconducteur. Entre l'apparition du premier vortex à H_{c1} et la suppression de la supraconductivité lorsque les cœurs se chevauchent à H_{c2} , on peut, dans des matériaux comme les cuprates à haute température critique [3], varier la densité des vortex sur six ordres de grandeur, simplement en variant le champ appliqué.

Dynamique du réseau de vortex

Les vortex, tourbillons de supercourant et lignes de flux magnétique, sont sensibles à la circulation de courants électriques (de densité j) à travers le supraconducteur. Le courant exerce une force $F_L = j \times B$ sur l'ensemble des lignes de flux. Si rien ne retient le mouvement des vortex, cette force les déplacera à une vitesse v , perpendiculaire à la fois à l'orientation du champ magnétique et à celle du courant électrique. Par le biais de la loi d'induction de Faraday, le mouvement de l'induction magnétique B associée aux vortex fait apparaître un champ électrique $E = v \times B$, présentant une composante colinéaire au courant. L'application d'un courant électrique donne donc en principe naissance à une résistivité $\rho = E/j$ non nulle, correspondant à la loi d'Ohm (droite violette de la figure 3b), qui rend le matériau « supraconducteur » inutilisable.

Piégeage du réseau de vortex

Paradoxalement, la supraconductivité est conservée parce que les matériaux réels ne sont pas parfaits ! C'est grâce à leurs défauts cristallins que les supraconducteurs peuvent servir dans les aimants pour l'imagerie à résonance magnétique ou dans les capteurs très sensibles à base de *SQUID's* [1]. Les défauts de structure et les impuretés chimiques au sein du matériau affaiblissent localement la supraconductivité et constituent en cela des endroits qui « accrochent » les vortex. Cet ancrage ("pinning" en anglais) agit comme une friction statique : il entraîne une force non nulle F_p à vaincre pour que le réseau de vortex soit mis en mouvement. Cela se traduit par l'existence d'une *densité de courant critique*, $j_c = F_p/B$. Pour un courant

inférieur à j_c , la résistivité est nulle et le supraconducteur peut être utilisé (fig. 3b). Un courant supérieur à j_c met les vortex en mouvement et provoque l'apparition d'une résistance électrique. L'utilité d'un matériau supraconducteur, par exemple pour la lévitation (encadré 1), exige donc que T_c , H_{c2} , et j_c soient tous trois élevés.

Notons que lors de l'application d'un champ magnétique, l'ancrage s'oppose à l'entrée des vortex dans le supraconducteur, comme à leur sortie, ce qui rend les propriétés magnétiques hystérétiques ou « irréversibles » (photos a à d, page 5).

Réseau de vortex et propriétés élastiques

L'interaction entre les supercourants de vortex voisins est à l'origine d'une répulsion entre lignes de flux. Cette répulsion conduit à la formation d'un réseau régulier de lignes, *a priori* triangulaire, comme l'a démontré Abrikosov [2]. La symétrie du réseau de vortex peut être influencée par la structure cristalline du matériau et par la nature précise de l'état supraconducteur [3].

De même qu'un réseau atomique, le réseau de vortex a des propriétés élastiques qui déterminent sa déformation en réponse à une contrainte. Cette contrainte peut trouver son origine dans l'hétérogénéité du supercourant, qui décroît en $\exp(-r/\lambda)$ au voisinage de la surface (fig. 4a-b), ou dans une onde acoustique (fig. 4c). Pour induire des déformations du réseau de vortex dans le volume du supraconducteur, par exemple une flexion de vecteur d'onde non nul (fig. 4c), les lignes de flux doivent être piégées par les défauts. Le cisaillement de la figure 4d ne peut advenir que lorsque l'on force le réseau de vortex à se mouvoir dans un « paysage » d'ancrage non uniforme.

Notons que le gain d'énergie engendré par le piégeage des vortex sur les défauts, répartis de manière aléatoire, donne lieu à des déformations statiques où la position de chaque vortex est donnée par celle du réseau, plus un écart aléatoire induit par l'ancrage.

Les modules élastiques du réseau de vortex sont *a priori* au nombre de trois : les modules de compression, c_{11} , et de cisaillement, c_{66} , dans le plan perpendiculaire à $\mathbf{B}$, et le module de flexion c_{44} pour le changement d'orientation des lignes (fig. 4). Pour des déformations à grande échelle, c_{11} et c_{44} sont uniquement déterminés par le réarrangement du flux magnétique. On a alors

»»»

► Lévitation magnétique

Encadré 1

a. Bloc de supraconducteur $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ lévitant au-dessus d'une piste d'aimants en NdFe_{14}B .

b. Suspension d'un supraconducteur refroidi vers -196°C avec de l'azote liquide, en lévitation sous deux aimants tenus par une pince.

L'expulsion du champ magnétique H provenant d'un aimant, se fait par la génération d'un supercourant d'écrantage non dissipatif enveloppant le supraconducteur. Ce courant est à l'origine du moment magnétique M du supraconducteur, opposé à celui de l'aimant. Le supraconducteur repousse donc l'aimant, comme si l'on opposait les pôles Nord de deux aimants permanents. Or, si dans le cas de deux aimants il suffit de retourner la direction de l'un d'entre eux pour changer la répulsion en attraction (pôles Nord-Sud face à face), par contre le supraconducteur générera *toujours* un moment contraire à celui de l'aimant qui est repoussé dans tous les cas. Le supraconducteur lévitera au-dessus de l'aimant, à la hauteur où un équilibre s'établit entre la force magnétique $(\mathbf{M} \cdot \nabla)\mathbf{H}$ et la force de gravitation (fig. a).

Mais cela n'est pas toute l'histoire. Si la lévitation était due à la seule expulsion Meissner, il en résulterait une configuration très instable. M serait directement proportionnel à H , il suffirait donc d'éloigner le supraconducteur de la source du champ pour diminuer l'effet de lévitation. En réalité, le champ de l'aimant pénètre le supraconducteur sous forme de vortex, qui restent accrochés aux défauts. Par conséquent, le courant d'écrantage n'est pas le courant Meissner mais le courant critique j_c .

La répartition des vortex et du courant d'écrantage est telle qu'elle satisfait exactement l'équation $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}_c$, partout où les vortex sont présents. Comme ceux-ci sont piégés, la répartition de $\mathbf{B}$ au sein du supraconducteur ne peut pas changer, et le moment magnétique M est « permanent ». Le supraconducteur lévite donc toujours au même endroit au-dessus de l'aimant ; si on le déplace légèrement, il revient à sa position initiale. On peut même suspendre le supraconducteur en dessous de l'aimant, sans qu'il tombe (fig. b).

>>>

$c_{11} = c_{44} = B^2/\mu_0$, le travail nécessaire (par unité de volume) pour concentrer l'induction dans une région spatiale plus petite. À $B = 1$ tesla, $c_{11} \approx 1$ MPa, ce qui correspond à une matière mille fois plus molle que le plus mou des solides ordinaires⁽¹⁾ ! Un amollissement supplémentaire advient lorsque λ est beaucoup plus grand que ξ : cela rend possibles des déformations à petite échelle des cœurs de vortex, sans que la distribution de l'induction $B(\mathbf{r})$ soit modifiée. On peut donc véritablement parler de « matière molle », contenue dans une matière dure ».

Ancrage, structure et dynamique

L'ancrage des vortex et leur mouvement à travers le potentiel présenté par les défauts rappelle le mouvement des dislocations dans les cristaux, celui des parois magnétiques séparant les zones d'aimantations opposées dans les matériaux ferromagnétiques, ou le mouvement d'une ligne de contact entre deux milieux sur une surface hétérogène. L'ensemble des lignes de flux au repos ressemble quant à lui aux systèmes colloïdaux en deux dimensions ou aux réseaux de bulles magnétiques (domaines cylindriques). La particularité des vortex supraconducteurs est qu'on peut aisément moduler leur densité, et donc leur interaction. On peut également effacer l'histoire qu'ils ont subie, en réchauffant le supraconducteur à l'état normal, et recommencer l'expérience

d'écoulement autant de fois que souhaité. Le potentiel dû aux défauts cristallins peut être modifié par substitution chimique, traitement mécanique ou irradiation.

On a vu que l'ancrage par les défauts induit des déformations du réseau d'Abrikosov. On peut donc se demander si l'ordre à longue distance du réseau survit au cumul des déplacements de vortex individuels. Les travaux de T. Giamarchi et P. Le Doussal ont montré que c'est le cas. Si l'interaction des vortex avec les pièges est très faible devant la répulsion entre vortex, ces derniers ne subiront que de petits déplacements aléatoires par rapport à leur position de réseau. On a alors un ordre plutôt subtil.

Vu de loin, l'ensemble ressemble au réseau périodique d'Abrikosov. Pourtant, les déplacements relatifs des vortex augmentent d'autant plus qu'ils sont distants, jusqu'à atteindre une valeur limite. On parle d'un verre de Bragg, car la transformée de Fourier de ce solide présente des pics de Bragg, même si les positions des vortex sont aléatoires (encadré 2). Le *verre de Bragg* est donc un nouvel état d'agrégation, ni totalement ordonné, ni totalement vitreux.

c_{66} est le plus petit des modules élastiques du réseau de vortex, et les cisaillements induits par l'hétérogénéité de l'ancrage sont donc faciles. Si l'on accroît progressivement la force des pièges, ils donnent lieu à une déformation plastique du réseau de vortex,

moyennant l'apparition de dislocations, puis de joints de grains ; enfin, on peut atteindre un ensemble ayant uniquement un ordre à courte distance : le *verre de vortex*. La figure (a) de l'encadré 2 montre la différence de structure en présence de défauts faiblement et fortement piégeants.

Comme la force F_L exercée sur les vortex par le courant $\mathbf{j}$ est donnée par $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$, déterminer leur vitesse moyenne d'écoulement $v = E/B$ à travers les pièges revient à mesurer la caractéristique courant-tension du supraconducteur (fig. 3b). Les mesures faites dans la limite des très faibles tensions révèlent que le mouvement est thermiquement activé, avec une barrière d'activation très fortement dépendante de la force, donc du courant $\mathbf{j}$. Ceci indique que les lignes de flux adoptent une configuration rugueuse lors de leur progression à travers le « paysage » des pièges. Comme pour le décrochage de parois de domaines magnétiques ou de dislocations, la « reptation » de vortex aurait lieu par sauts successifs entre configurations métastables (fig. 3a).

Lorsque la force F_L devient égale à la force d'ancrage F_p , l'ensemble des vortex s'écoule librement. Au-delà de ce seuil, à très grande vitesse, les vortex subissent des chocs très faibles mais très fréquents de la part des pièges et, comme des billes dans un cageot secoué, s'organisent à nouveau en réseau ordonné.

► Piégeage et ordonnancement du réseau de vortex

Encadré 2

Les vortex peuvent être visualisés par une grande variété de méthodes. On peut détecter la variation spatiale de la densité de flux magnétique, soit par dispersion de particules microscopiques de fer (la décoration Bitter, voir figure a), soit par des méthodes magnéto-optiques, où encore par microscopie à balayage avec une sonde à effet Hall, une pointe magnétique ou un SQUID [1]. On peut aussi mesurer la différence de conductance entre l'intérieur et l'extérieur des cœurs, avec un microscope à effet tunnel à balayage (STM).

Le cliché (a) montre un ensemble de vortex émanant de la surface du supraconducteur à haute température critique $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, vus dans la direction du champ ($\mu_0 H = 3,6$ mT). Dans la partie gauche, il n'y a que des défauts cristallins à piégeage faible ; on a alors le verre de Bragg, comme en témoigne la transformée de Fourier (b). Dans la partie droite de la figure (a), des pièges forts ont été introduits par irradiation du matériau avec des ions lourds de haute énergie ; la transformée de Fourier correspondante (c) montre que l'ensemble est amorphe : les positions des vortex sont entièrement déterminées par celles des pièges, comme on l'attendrait pour un verre de vortex [M. Menghini *et al.*, dans *Perspectives on Superconductivity Research*, Nova Publishers (2007), pp. 81-102].

5. Diagramme de phase (a) et chaleur spécifique (b, c) d'un supraconducteur de type II en l'absence de défauts cristallins. L'état supraconducteur comprend l'état Meissner, où le flux magnétique est totalement expulsé ($H < H_{c1}$, en orange dans (a)), et l'état mixte (en bleu dans (a)). La transition entre l'état mixte et l'état métallique normal est signalée par un pic de chaleur spécifique C_p , montré en (b) pour $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ monocristallin pour des champs entre 0 et 4 teslas. La transition de fusion (ligne verte dans (a)) entre le réseau de vortex (ou verre de Bragg) et le liquide de vortex est signalée par une chaleur latente, c'est-à-dire les discontinuités de C_p à 3 et 4 teslas dans (c) [Données de C. Marcenat, CEA Grenoble].

Fluctuations thermiques et diagrammes de phase

Les vortex peuvent être dépiégés par activation thermique. Mais existe-t-il une température au-delà de laquelle l'activation atteint un degré tel que le courant critique est réduit à néant ? La découverte, en 1988, d'une *ligne d'irréversibilité* (ligne verte, fig. 5a) dans les cuprates à haute température critique, permet de répondre par l'affirmative. En effet, cette ligne sépare un régime de basses températures, $j_c > 0$, où le comportement magnétique est irréversible, d'un régime de hautes températures où les vortex sont mobiles et la résistivité du supraconducteur obéit à la loi d'Ohm.

Ce comportement rejoint la prédiction faite en 1985 par Nelson, Brézin et Thiaville, que le réseau de vortex transiterait vers un *liquide de vortex* moyennant une transition du premier ordre, la *fusion du réseau de vortex* (fig. 5). Des mesures thermodynamiques sur des cuprates comme $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (fig. 5 b-c), ont montré que la fusion a lieu à un champ magnétique H_m très inférieur au second champ critique H_{c2} . Expérimentalement, on observe, en plus du saut de chaleur spécifique à H_{c2} , une discontinuité correspondant à la chaleur latente de fusion au

champ H_m (ou à champ constant, à la température T_m , voir fig. 5c).

Le fait que la fusion du réseau de vortex en dimension 3 ne peut être observée que dans des monocristaux purs pose des questions quant à la nature précise du phénomène. L'ajout de défauts ponctuels, ou d'hétérogénéités à l'échelle nanométrique, supprime la transition de fusion ou la rend inobservable. Dans les supraconducteurs désordonnés, il y a toujours une ligne d'irréversibilité, mais celle-ci constituerait une transition de phase de second ordre entre une phase désordonnée figée, le verre de vortex, et le liquide de vortex.

Conclusion et perspectives

Le comportement des vortex est loin d'être compris. Notamment, le lien entre la structure du réseau de vortex et sa dynamique, et le rôle des dislocations et des joints de grains dans la dynamique ainsi que dans la formation du verre de vortex, demeurent des problèmes ouverts. Les mécanismes sous-jacents aux nombreuses transitions d'un ensemble de vortex, dont on n'a évoqué qu'un exemple, n'ont été éclaircis que dans certains cas. En particulier, la structure et la dynamique des vortex

dans des matériaux anisotropes, en fonction de l'orientation du champ magnétique, est un domaine dont on commence seulement à apprécier la richesse.

Quant aux scanners d'IRM, aux aimants du LHC et au train suspendu... si c'est la physique des solides « durs » et la science des matériaux qui nous les ont apportés, ils fonctionnent grâce à la matière la plus molle qui soit ! ■

(1) Pour le plus mou des métaux, le césium, $c_{11} = 2,5$ GPa.

Références

1. K. van der Beek, « Supraconducteurs : la mécanique quantique à grande échelle », *Reflets de la physique* n°27 (2011) 6-11.
2. A.A. Abrikosov, Nobel Prize Lecture (2003), http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2003/abrikosov-lecture.html
3. P. Bourges et Y. Sidis, à paraître dans la suite de ce dossier.