

La supraconductivité un soupçon démystifiée ; un sujet chaud

Alexandre Choquette-Poitevin

Département de physique, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec J1K 2R1, Canada

(Date :25 janvier 2017)

Cet article vise à éclaircir les bases de la supraconductivité aux non experts du domaine tout en prêtant une oreille attentive aux dernières avancées dans ce domaine en constante évolution. À lire en gardant l'esprit ouvert et l'émerveillement prêt à éclore.

I. INTRODUCTION

Découverte à Leiden par le physicien *Heike Kamerlingh Onnes*, en 1911 [1], la supraconductivité est une phase de la matière apparaissant à très basse température où des effets électriques et magnétiques se manifestent. Lorsqu'un matériau devient supraconducteur, sa résistance électrique chute brutalement à zéro (voir figure 1) et tout le champ magnétique le traversant est expulsé, c'est l'effet Meissner [2]. La température à laquelle ces effets apparaissent est appelée température critique, notée T_c , comme on l'aperçoit sur la figure 1. De tels effets ont fasciné le génie humain qui tente de les exploiter au maximum. En effet, sans supraconducteurs il serait impossible de construire des accélérateurs de particules, comme le *Large Hadron Collider* (LHC) au Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN), ou de pratiquer l'imagerie par résonance magnétique (IRM) dans les hôpitaux. Cependant, la supraconductivité n'a jamais été observée, à pression ambiante, à plus de 150K (-123°C)[3]. Les matériaux doivent donc être refroidis à l'azote ou à l'hélium liquide, ce qui est peu pratique. Voilà toute la motivation derrière la recherche : comprendre le mécanisme qui cause la supraconductivité afin de découvrir et synthétiser un supraconducteur à température ambiante.

Cet article vise à offrir une vue d'ensemble des avancées scientifiques qui tentent d'élucider le mécanisme causant la supraconductivité des cuprates, un type de supraconducteur à base de cuivre et d'oxygène. Ces céramiques noires possèdent de hautes températures critiques, ce qui explique l'intérêt qu'on leur porte.

II. BREF SURVOL DE LA SUPRACONDUCTIVITÉ

On dit d'un supraconducteur qu'il est soit conventionnel ou non conventionnel. Le mécanisme causant la supraconductivité des supraconducteurs conventionnels est parfaitement compris. La théorie BCS [4] de Bardeen, Cooper et Schrieffer, parue en 1957, et la théorie d'Eliashberg (1960) [5] expliquent avec précision tout ce qu'il y a à savoir sur la supraconductivité conventionnelle. Avant les cuprates, la plus haute température critique était de 23K dans un composé de Nb_3Ge , on pensait donc que les mécanismes conventionnels ne permettaient pas une supraconductivité à plus de 30K. Cela

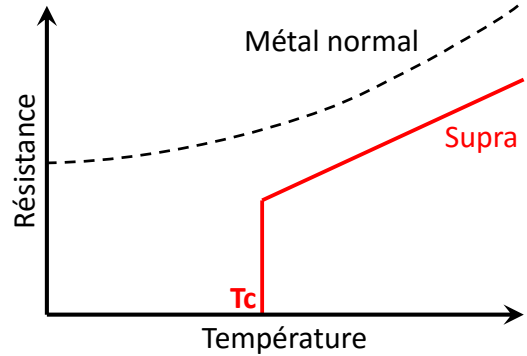


FIGURE 1. Schéma de la résistance électrique en fonction de la température pour un métal normal (pointillé noir) et un supraconducteur (rouge). La résistance du métal diminue avec la température et a une valeur finie à $T = 0$ (zéro absolu). La résistance d'un supraconducteur s'abaisse avec la température pour chuter brutalement à zéro à $T = T_c$.

a eu pour effet de décourager la communauté scientifique, car les applications de la supraconductivité semblaient donc très limitées par de si basses températures. Ce n'est qu'en 1986 que le domaine de la supraconductivité renaît quand Bednorz et Müller synthétisent un cristal de Ba-La-Cu-O [6] possédant une température critique T_c de 35K. C'est la naissance des cuprates. L'année suivante, en 1987, on découvre qu'en remplaçant le lanthane (La) par de l'yttrium (Y) on fait monter la T_c à 93K, dans le composé $YBa_2Cu_3O_y$ (YBCO) [7]. Cette découverte est marquante, car il est désormais possible de rendre un matériau supraconducteur en utilisant « seulement » de l'azote liquide (température d'ébullition de 77K) contrairement à l'hélium liquide (4.2K) peu pratique et très coûteux. De plus, en seulement un an, la T_c a presque triplé, implantant l'espoir d'une T_c encore plus haute. Toutefois, la supraconductivité chez les cuprates n'est pas conventionnelle et demeure toujours inconnue. Depuis leur découverte, des équipes de chercheurs de part et d'autre du globe tentent de lever le voile sur le secret que renferment les cuprates.

Qu'est-ce qui cause la supraconductivité ?

Pour comprendre à quel point la découverte de la supraconductivité était une surprise totale, intéressons-nous de plus près au comportement de la résistance électrique proche du zéro absolu. Avant 1911, trois hypothèses existaient quant à la résistance de la matière au zéro absolu ($T = 0$) : une résistance qui tend vers l'infini, une résistance qui tend progressivement vers 0 ou une résistance qui sature à une valeur finie quand on diminue la température. Finalement, il s'avère que pour la plupart des matériaux (or, argent, cuivre), on retrouve une résistance finie à température nulle, comme on le voit sur la figure 1. Cependant, pour un supraconducteur, quelque chose de complètement inattendu se produit : la résistance tombe subitement à zéro avant même d'atteindre le zéro absolu (courbe rouge sur la figure 1).

En réalité, en dessous de la température critique T_c , les électrons s'apparient et forment ce que l'on appelle des paires de Cooper. Cet appariement est la solution de moindre énergie pour le supraconducteur. Dans un supraconducteur conventionnel, la force qui apparie les électrons est généralement causée par l'interaction entre ces électrons et les vibrations de la structure atomique, appelées phonons. Les paires de Cooper forment un condensat, un état de la matière très robuste qui permet à toutes les paires d'électrons d'être dans le même état de basse énergie. On dit qu'il s'agit d'un état cohérent : toutes les paires d'électrons agissent ensemble en formant un mouvement collectif, comme un banc de poissons. Pour ces raisons, le fluide de paires d'électrons ne subit aucune dissipation d'énergie. Même un défaut important dans la structure atomique ne possède pas assez d'énergie pour briser le condensat. En fait, la mécanique quantique admet qu'il existe un *gap* d'énergie, Δ , dans la structure de bande du matériau, qui s'ouvre à $T \leq T_c$. Lorsqu'on donne assez d'énergie aux paires d'électrons pour atteindre ce *gap*, on brise la supraconductivité. Par exemple, lorsque l'énergie thermique du cristal ($k_B T$, où k_B est la constante de Boltzmann) devient de l'ordre de Δ , on retrouve l'état normal (non supraconducteur).

À retenir : À cause de ce *gap*, il faut apporter de l'énergie au système afin de briser la supraconductivité. Cette énergie peut être thermique, électrique ou magnétique.

III. LES CUPRATES

Il existe plusieurs familles de supraconducteurs non conventionnels dont les principales sont : les fermions lourds, les pnictures à base de fer, les supraconducteurs organiques à base de carbone et les cuprates à base de cuivre et d'oxygène. Les cuprates forment un des domaines de recherche les plus actifs, car ils présentent les T_c les plus élevées.

A. Structure de base et dopage

Le secret des cuprates réside dans leurs plans de cuivre et d'oxygène (CuO_2) (voir figure 2), où toute la physique intéressante a lieu. D'ailleurs l'appellation "cuprates" vient de cette présence de cuivre et d'oxygène. Entre ces plans se trouvent des couches isolantes qui font souvent guise de réservoir de charges électriques. La structure complète du cuprate $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ est exposée à la figure 3.

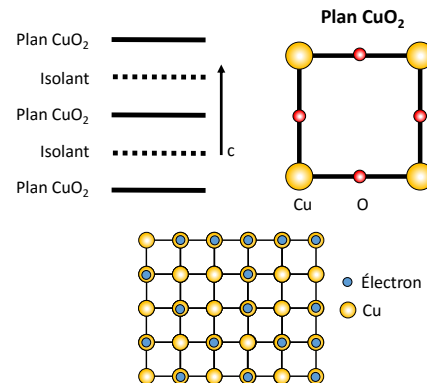


FIGURE 2. Schéma d'un plan de cuivre et oxygène (à droite) et de leur empilement selon l'axe c intercalés de plans isolants (à gauche). En bas, schéma d'un plan de CuO_2 dopé au trous. Par souci visuel, les atomes d'oxygène ne sont pas montrés.

Le paramètre ajustable par excellence pour ce type de supraconducteurs est la concentration électronique dans les plans de CuO_2 . Le terme scientifique à utiliser est **dopage**. Ici, nous allons nous concentrer sur le dopage aux trous (absences d'électrons) qui revient à faire baisser la concentration électronique en retirant chimiquement des électrons dans le matériau. Imaginez un quadrillage d'atomes de cuivre et d'oxygène comme celui présenté à la figure 2. Sur chaque atome de cuivre peut se trouver un (ou deux) électron(s). Ces derniers peuvent se déplacer d'un site de cuivre à l'autre. Chaque fois qu'on enlève un électron de ce quadrillage, on introduit un trou. Le dopage, ou concentration en trous, est noté p . À $p = 0$, il y a un électron par site de cuivre. Contrairement à ce qu'on a mentionné précédemment, ce ne sont pas les plans isolants qui ajustent le dopage chez YBCO. En effet, dans YBCO, le dopage s'effectue en faisant varier la quantité d'oxygène à l'intérieur des chaînes CuO présentées sur la figure 3. Ayant six électrons sur sa couche de valence, l'oxygène attire les électrons sur lui en les arrachant des plans CuO_2 , ce qui a pour effet d'augmenter le dopage aux trous p .

À retenir : Tous les effets électriques intéressants dans les cuprates se produisent dans des plans de cuivre et d'oxygène. Le dopage p est la concentration (en pourcentage par atome de cuivre) de trous présents dans ces

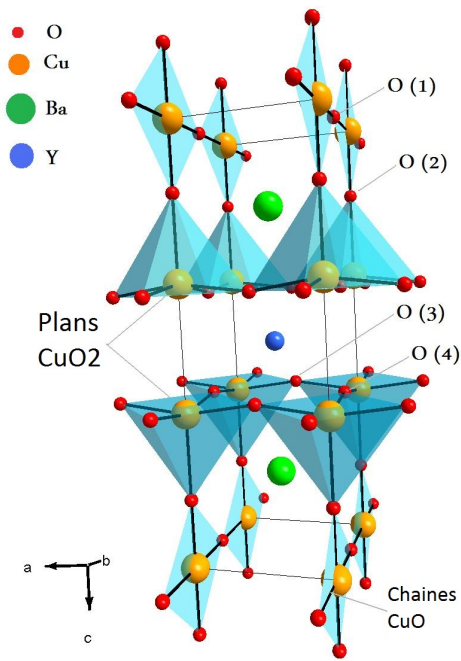


FIGURE 3. Structure atomique cristalline du cuprate $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Les atomes de cuivre sont en orange alors que les oxygènes sont en rouge. On remarque la présence de plans CuO_2 séparés par un atome d'yttrium (bleu). De part et d'autre de ces plans figurent des chaînes CuO . C'est dans ces chaînes que le taux d'oxygène est ajusté. Sur cette figure, elles sont saturées d'oxygène.

plans. Pour YBCO, on ajuste le dopage en changeant la quantité d'oxygène : plus il y a d'oxygène, plus le dopage p est grand.

B. Diagramme de phase

Un diagramme de phase représente dans quel état est un matériau pour des conditions données. Ces conditions peuvent être sa température, la pression à laquelle il est soumis ou son dopage aux trous. Pour les cuprates, les phases de la matière sont dessinées dans un graphique de température en fonction du dopage p , comme celui présenté à la figure 4. Il s'agit ici du diagramme de phase du cuprate YBCO, mais il est à noter que tous les cuprates ont sensiblement le même diagramme de phase, seules les valeurs changent. On y retrouve notamment l'**isolant de Mott antiferromagnétique** (AF), l'**ordre de charge** (CDW pour *Charge Density Wave* en anglais), le **dôme supraconducteur** (sous le trait pointillé noté T_c) et le **pseudogap** (PG, délimité par T^*). Alors qu'à bas dopage les cuprates sont plutôt isolants, ils se comportent plus comme des métaux à fort dopage (en blanc et bleu sur la figure 4). Les études actuelles sont orientées vers le *pseudogap*, l'ordre de charge et, bien entendu, la supraconductivité. Contrai-

rement à l'eau où l'état de la matière passe à travers les phases solide, liquide et gazeuse, les phases des cuprates se trouvent toutes à l'état solide, c'est la configuration électronique du système qui varie d'une phase à l'autre.

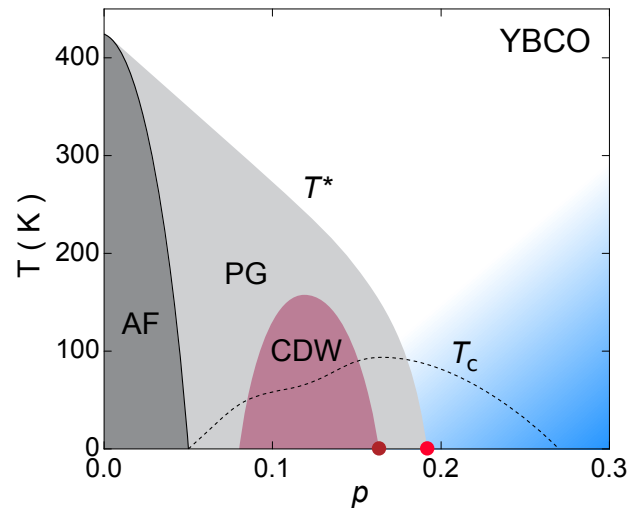


FIGURE 4. Diagramme de phase de température en fonction du dopage pour le cuprate supraconducteur $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (ou YBCO). Les phases présentent sont l'**isolant de Mott antiferromagnétique** (AF), l'**ordre de charge** (CDW pour *Charge Density Wave* en anglais), le **dôme supraconducteur** (sous le trait pointillé noté T_c) et le **pseudogap** (PG, délimité par T^*) [8, 9].

Antiferromagnétisme (AF) : Si un expert fait bêtement les calculs de structure de bande (calculs de configuration électronique) à bas dopage, il trouvera que le matériau se comporte comme un métal (conducteur). Or, les cuprates sont isolants dans cette gamme de dopage. En réalité, deux électrons peuvent se trouver sur le même site de cuivre à condition que leurs spins soient opposés (principe d'exclusion de Pauli). Un spin représente le moment magnétique d'une particule (une sorte d'aimant magnétique porté par la particule). Il peut être représenté comme une flèche \uparrow ou \downarrow . Pour que deux électrons coexistent au même endroit, leur spins doivent s'orienter de la façon suivante : $\uparrow\downarrow$ ou $\downarrow\uparrow$. Toutefois, dans les plans CuO_2 des cuprates, la répulsion coulombienne (répulsion entre deux charges identiques) entre deux électrons est beaucoup plus puissante que la force qui pousse un électron à se déplacer au site de cuivre suivant (propriété chimique des cuprates). Les électrons peinent à se déplacer, car un déplacement sur un site déjà occupé requiert beaucoup d'énergie pour surmonter la répulsion électronique. De plus, pour minimiser davantage leur énergie, ils s'orientent de façon antiferromagnétique, c'est à dire en alternance de spin \uparrow et \downarrow , comme suit : $\uparrow - \downarrow - \uparrow - \downarrow - \uparrow - \downarrow$. Puisqu'aucun électron n'est porté à se déplacer, aucun courant ne peut circuler et le matériau est isolant. Ce type d'isolant est appelé isolant de Mott.

Ordre de charge (CDW) : Cette phase ressemble un peu à l'AF, mais au lieu d'avoir un ordre pour les spins, on est en présence d'un ordre pour la charge électrique. Imaginez des vagues statiques qui s'établissent dans le cristal : un creux pourrait être une charge négative alors qu'une crête une charge positive. La période de ces oscillations n'est pas nécessairement liée à la configuration atomique. Cette phase fait toujours l'objet d'une recherche active.

Supraconductivité (sous T_c) : Par définition, à l'intérieur de cette phase, la résistance électrique est nulle. On remarque que la phase supraconductrice a la forme d'un dôme. Ce comportement est observé chez tous les supraconducteurs connus à ce jour. Sur le graphique 4, le dôme est dessiné en pointillés, car il peut être, en principe, facilement éliminé afin d'observer ce qui se passe en dessous, sans supraconductivité. La façon et les raisons de vouloir éliminer la supraconductivité seront discutées plus tard.

Pseudogap (PG) : Le *pseudogap* est la phase la plus étudiée et la moins bien comprise. On l'appelle ainsi, car certaines mesures détectent l'apparition d'un *gap*, mais qui ne serait pas supraconducteur. La transition entre l'état normal (en haut de T^*) et le PG n'est pas claire. En effet, plusieurs expériences montrent que de nombreux changements ont lieu à différentes températures. Par contre, on sait depuis plusieurs années où le *pseudogap* se termine à $T = 0$. Ce point (en rouge sur la figure 4) est appelé dopage critique et est noté p^* . Pour YBCO, on a $p^* = 0.19$ [10]. Plusieurs pensent que la transition de phase entre l'état normal et le *pseudogap* à $T = 0$ serait claire et précise : tous les changements se produiraient en même temps. Or, prendre des mesures en ce point s'avère difficile expérimentalement. Ce sujet sera traité dans le reste de cet article. De plus, ce n'est que récemment qu'on sait que cette phase, à $T = 0$, se dissocie complètement de l'ordre de charge qui se termine à $p = 0.16$ [9] pour YBCO (point marron sur la figure 4).

À retenir : Le *pseudogap* et l'ordre de charge représentent les sujets d'étude les plus actifs. Ces phases ne sont pas reliées entre elles. Le *pseudogap* se termine en un point critique $p^* = 0.19$ à $T = 0$, où les propriétés du matériaux changeraient de façon abrupte.

IV. ÉLUCIDER LE PSEUDOGAP

On appelle le changement majeur qui advient à p^* une reconstruction de la surface de Fermi. ATTENTION, terme technique! Il n'est pas nécessaire de comprendre ce qu'est une surface de Fermi. Brièvement, il s'agit d'un outil que les physiciens utilisent pour décrire la configuration électronique dans le cristal. En effet, le courant électrique peut être porté par des électrons ou des trous, on parle de porteurs de courant. Concrètement, en abaissant le dopage aux trous chez

YBCO à travers p^* , la reconstruction de la surface de Fermi se manifeste via une baisse de la densité de porteurs. Moins d'électrons (ou de trous) sont disponibles pour le transport d'électricité. Quantitativement, certaines théories prédisent un changement de la densité de porteurs allant de $1 + p$ dans l'état normal (métal) à p dans le *pseudogap*, où p est le dopage. Ce comportement est schématisé à la figure 5.

À retenir : À la transition du *pseudogap*, il y a une baisse dans la densité de porteurs en diminuant le dopage aux trous à travers p^* , comme illustré sur la figure 5.

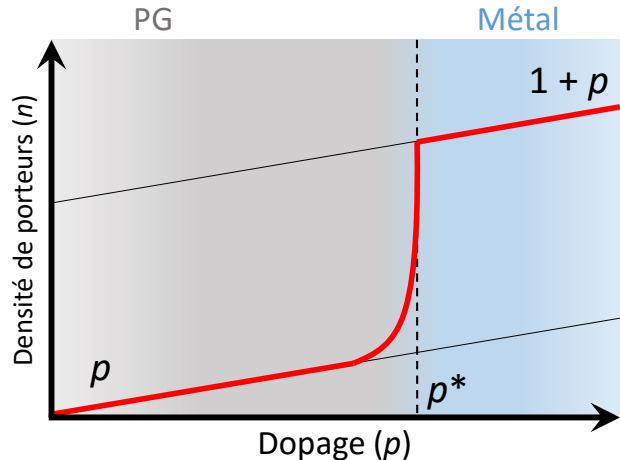


FIGURE 5. Schéma de la densité de porteurs en fonction du dopage. Le point critique p^* est marqué du trait pointillé, c'est là que la transition débute. En diminuant le dopage, on passe de l'état métallique à la phase *pseudogap* en subissant une baisse dans la densité de porteurs de $1 + p$ (bleu) à p (gris). On peut s'imaginer une coupe à $T = 0$ dans le diagramme de phase de la figure 4, où on balaie sur toute la largeur du dôme supraconducteur.

A. Mesurer la densité de porteurs

Le défi est de mesurer la densité de porteurs à $T = 0$ dans le cuprate de choix : $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$. La densité de porteurs se détermine de deux façons : avec l'**effet Hall** et avec la **résistivité** (on expliquera l'effet Hall par la suite). Malheureusement, ces deux effets électriques ne peuvent pas être mesurés à l'intérieur du dôme supraconducteur, car la résistance électrique est nulle, on mesurerait 0 en tout temps. Il est donc nécessaire de supprimer la supraconductivité pour mesurer la densité de porteurs. Voilà pourquoi on suggérerait plus haut d'éliminer la supraconductivité, ironique non ?

1. Tuer la supraconductivité

Comme mentionné plus haut, il faut apporter une certaine quantité d'énergie au système afin de franchir le

gap supraconducteur et ainsi briser la supraconductivité. Puisqu'on veut faire des mesures proches de $T = 0$, on ne peut pas utiliser la température. Une autre façon serait d'atteindre un courant électrique critique dans l'échantillon, mais les résistances de contact et de fils feraient chauffer l'échantillon par effet Joule. La solution réside dans l'application de champ magnétique sur l'échantillon. En plongeant le supraconducteur dans un champ magnétique suffisamment fort, on fournit assez d'énergie aux paires de Cooper pour qu'elles se rompent. Cependant, pour YBCO, le champ magnétique nécessaire pour briser la supraconductivité au complet à p^* est de l'ordre de 100 Tesla. À cause de cette contrainte, il est pour le moment impossible d'accomplir des mesures de résistivité et d'effet Hall à travers le *pseudogap* et à $T = 0$ sur YBCO. Le dôme supraconducteur pour différentes valeurs de champ magnétique H est représenté en graphique à la figure 6. On observe bien la réduction graduelle du dôme lorsqu'on monte le champ magnétique. Après déjà 30 Tesla de champ, il reste toujours un dôme de $T_{c, max} = 60 K$.

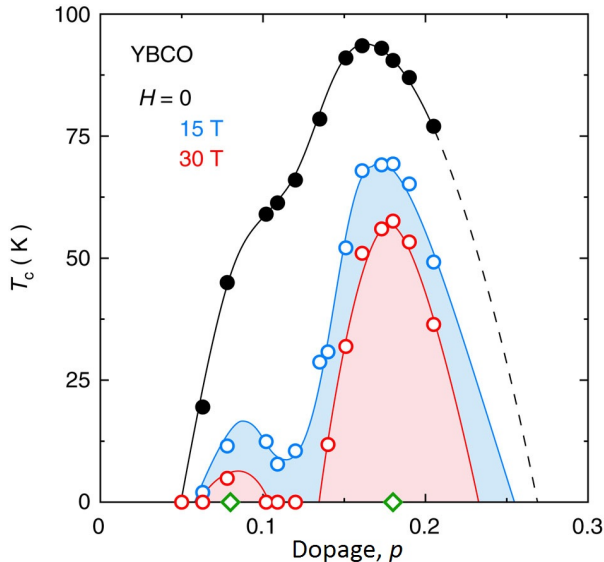


FIGURE 6. Diagramme de phase de YBCO montrant la suppression du dôme supraconducteur en fonction du champ magnétique H , en Tesla (T). À champ nul (noir), la T_c maximale est de 93K. Un champ de 15 Tesla (bleu) abaisse T_c à 70K alors qu'à 30 Tesla (rouge), la T_c maximale est de 60K. [11].

À retenir : Pour supprimer la supraconductivité, on doit appliquer un champ magnétique sur l'échantillon. Pour YBCO, le champ magnétique nécessaire pour accomplir cette tâche est trop élevé pour les laboratoires actuels. On doit pour l'instant se contenter de mesures proches du zéro absolu pour étudier le *pseudogap* sans supraconductivité. Pour atteindre le zéro absolu, il faut trouver une alternative.

2. Effet Hall

Des deux méthodes expérimentales suggérées plus haut (effet Hall et résistivité), l'**effet Hall** est la mesure la plus directe pour obtenir la densité de porteurs. En réalité, l'effet Hall correspond à la création d'une tension perpendiculaire au courant lorsqu'un échantillon est plongé dans un champ magnétique. Si le courant est envoyé selon x et le champ magnétique selon z , les électrons responsables du transport de charge subissent la force de Lorentz selon y , $\mathbf{F}_{Ly} = q(\mathbf{v}_x \times \mathbf{H}_z)$, où q est la charge des porteurs, \mathbf{v}_x leur vitesse et \mathbf{H}_z le champ magnétique. Cette force est perpendiculaire au parcours des porteurs et au champ magnétique (propriété du produit vectoriel). Si l'échantillon est rectangulaire, il y aura donc une accumulation de charges sur un des côtés de l'échantillon, provoquant ainsi une tension ΔV_y perpendiculaire au courant. Connaissant le courant J_x qui circule dans l'échantillon, une simple loi d'Ohm nous permet de déduire une résistance dite de Hall, qu'on peut par la suite relier au coefficient de Hall :

$$R_H = \frac{\Delta V_y t}{J_x H}$$

où H est le champ magnétique et t l'épaisseur de l'échantillon. Ensuite, on peut relier R_H à la densité de porteurs n_H par la relation suivante :

$$R_H = \frac{1}{n_H q} \quad \rightarrow \quad n_H = \frac{1}{R_H q} \quad (1)$$

Malheureusement, cette relation n'est valide qu'à basse température et à haut champ magnétique pour les cuprates, d'où l'intérêt d'aller à $T = 0$. Outre les complications expérimentales, il est fascinant de constater qu'une simple mesure de résistance mène directement à la densité de porteurs !

À retenir : Une mesure en champ magnétique de l'effet Hall, une tension perpendiculaire au courant électrique, mène directement à la densité de porteurs selon $n_H \sim 1/R_H$.

3. Résistivité

Chez les cuprates, en absence de *pseudogap*, la résistivité en fonction de la température, $\rho(T)$, devrait se comporter comme celle d'un métal (figure 1) : la résistivité diminue lorsqu'on abaisse la température. Par contre, que se passe-t-il en présence de *pseudogap*? Continue-t-elle à descendre jusqu'à $T = 0$? Divergera-t-elle? En fait, cela dépend du dopage. Pour un dopage $p > p^*$, la résistance devrait continuer de diminuer de façon constante jusqu'à $T = 0$. Toutefois, pour

$p < p^*$, on s'attend à observer une remontée dans la résistivité en fonction de la température. C'est ce qu'on constate dans le graphique 7. Il s'agit de mesures pour un autre cuprate ($\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ou Nd-LSCO) qui possède une bien plus basse T_c d'environ 20K. Cette faible température critique, facilement supprimée par des champs magnétiques, rend facile les mesures sous le dôme supraconducteur. Pour Nd-LSCO, $p^* = 0.235$ [12], c'est pourquoi la remontée observée à $p = 0.20$ ne l'est pas à $p = 0.24$. En fait, cette remontée est causée par l'entrée dans la phase *pseudogap*, donc par une diminution de la densité de porteurs. Moins il y a de porteurs, plus la résistance électrique est forte. On peut donc relier l'amplitude de la remontée à la densité de porteurs par une loi empirique :

$$n_\rho = (1 + p) \frac{\rho_0}{\rho(0)} \quad (2)$$

où n_ρ est la densité de porteurs selon la résistivité, p le dopage, ρ_0 la valeur extrapolée à $T = 0$ de la partie linéaire de la résistivité et $\rho(0)$ la réelle valeur de résistivité à $T = 0$. Ces deux dernières valeurs sont exposées sur la figure 7. Comme on le voit dans la formule 2, l'amplitude de la remontée dépend d'où on se situe dans la transition du *pseudogap* (ou à quel dopage p on est).

À retenir : En absence de supraconductivité et en présence de *pseudogap*, la résistivité en fonction de la température subit une remontée. En quantifiant cette remontée, on peut estimer la densité de porteurs n_ρ et ainsi vérifier si les points suivent la même tendance que la courbe rouge de la figure 5.

Il est à noter que lors des réels calculs de n_H et n_ρ , certaines quantités sont considérées constantes et sont mises à l'écart des calculs. A priori, on ne peut pas conclure que ces estimations de la densité de porteurs sont équivalentes. C'est pourquoi il est intéressant de mesurer la résistivité et l'effet Hall à basse température.

V. RÉSULTATS ET ANALYSE

Ces deux méthodes (**résistivité** et **effet Hall**) ont été utilisées pour mesurer la densité de porteurs en fonction du dopage pour trois composés : LSCO, Nd-LSCO et YBCO. Les résultats sont présentés dans la figure 8.

Premièrement, la densité de porteurs n_H est estimée en utilisant la formule 1 pour YBCO à $T = 50\text{K}$ et à $H = 80$ Tesla (points bleus [9]) et Nd-LSCO à $T = 0$ (points verts [13]). Ensuite, la densité de porteurs n_ρ est évaluée à l'aide de la formule 2 pour LSCO à haut champ magnétique (carrés [14], losanges [15] et triangles [16] rouges) et pour Nd-LSCO (losanges verts [13]). Les cercles bleus vides représentent un modèle théorique de n_H [17]. Les points manquants pour Nd-LSCO le long de la descente figurent dans un article en attente de publication. On ne peut mesurer n_H dans LSCO, car ce dernier présente une anomalie dans l'effet Hall. Fig.[14].

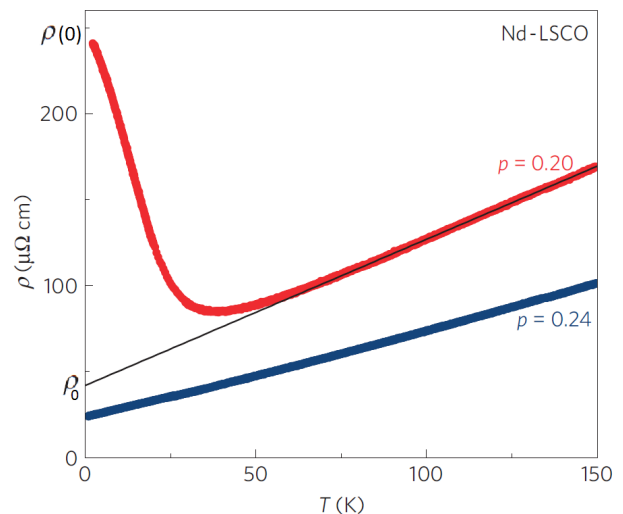


FIGURE 7. Résistivité en fonction de la température pour le cuprate $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (Nd-LSCO) pour différents dopages : $p = 0.20$ (en rouge) et $p = 0.24$ (en bleu). Pour ce matériau, le dopage critique se situe à $p^* = 0.235$ [12]. Fig. [13]

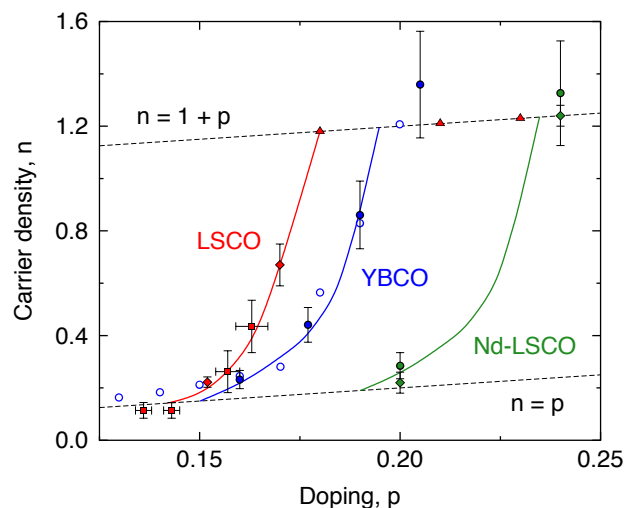


FIGURE 8. Densité de porteurs en fonction du dopage pour LSCO, Nd-LSCO et YBCO. Premièrement, la densité de porteurs n_H est estimée en utilisant la formule 1 pour YBCO à $T = 50$ K et à $H = 80$ Tesla (points bleus [9]) et Nd-LSCO à $T = 0$ (points verts [13]). Ensuite, la densité de porteurs n_ρ est évaluée à l'aide de la formule 2 pour LSCO à haut champ magnétique (carrés [14], losanges [15] et triangles [16] rouges) et pour Nd-LSCO (losanges verts [13]). Les cercles bleus vides représentent un modèle théorique de n_H [17]. Les points manquants pour Nd-LSCO le long de la descente figurent dans un article en attente de publication. On ne peut mesurer n_H dans LSCO, car ce dernier présente une anomalie dans l'effet Hall. Fig.[14].

On remarque d'abord que les données pour n_H coïncident parfaitement avec les données de n_ρ . Ce résultat

remarquable prouve que la remontée de la résistivité est bel et bien causée par une baisse de la densité de porteurs. En plus, on observe que la transition entre $n = 1 + p$ et $n = p$ est abrupte, comme on l'aurait espéré. De plus, cette transition est sensiblement la même pour ces trois cuprates complètement différents. Elle advient simplement à des valeurs de p^* qui sont propres à chaque cuprate. En effet, pour LSCO, $p^* = 0.18$ [15, 16] et $T_c = 40K$, pour Nd-LSCO, $p^* = 0.235$ [12] et $T_c = 20K$ et pour YBCO, $p^* = 0.19$ [10] et $T_c = 93K$. Le seul point commun de tous ces composés est qu'ils possèdent des plans de cuivre et d'oxygène.

On conclut de ces résultats qu'il y a bel et bien un changement dans la densité de porteurs : on perd un électron par site de cuivre en allant de $n = 1 + p$ à $n = p$ en traversant le *pseudogap*. Ceci est une signature directe de la reconstruction de la surface de Fermi. En d'autres mots, la configuration électronique change de façon à rendre accessibles moins d'électrons pour le transport.

Les prochains défis seraient de calculer n_ρ et n_H à $T = 0$ pour YBCO et de trouver ce qui détermine p^* chez les cuprates. Pour voir une remontée dans la résistivité sur YBCO, il faut arriver à supprimer totalement la supraconductivité et à obtenir un $\rho_{ext}(0)$ assez grand pour pouvoir observer une remontée d'un facteur 2 à 6 entre ρ_0 et $\rho_{ext}(0)$. On doit donc trouver une méthode pour préalablement abaisser T_c , puis supprimer le reste du dôme avec de hauts champs magnétiques. Pour ce faire, on introduit du désordre ! En introduisant des impuretés de zinc (Zn), on accomplit exactement ces deux choses : on abaisse T_c et on augmente $\rho_{ext}(0)$. En introduisant la bonne quantité de zinc dans YBCO, 80 Tesla seront suffisants pour supprimer toute la supraconductivité, des mesures à $T = 0$ seront donc réalisables. Non seulement on pourra observer des remontées dans la résistivité, mais on pourra aussi estimer n_H à température nulle. On espère que ces mesures permettront de bien caractériser le *pseudogap* des cuprates.

À retenir : La densité de porteurs peut être mesurée à l'aide de la résistivité et de l'effet Hall. Les résultats présents montrent que ces deux valeurs concordent parfaitement. La baisse de $1 + p$ à p serait universelle chez les cuprates. Pour YBCO, des mesures de n_ρ ainsi que de n_H à $T = 0$ manquent toujours pour compléter l'analyse. L'ajout d'impuretés de zinc dans YBCO rendra possible ces mesures.

VI. CONCLUSION

Les supraconducteurs représentent un domaine de recherche fort fascinant qui est propulsé par une motivation concrète : trouver un composé supraconducteur à température ambiante. Certainement, les cuprates offrent un candidat de choix de par leur déjà très hautes T_c . Même si plusieurs mystères s'éclaircissent, certaines questions demeurent. Pourquoi y a-t-il un facteur 5 entre les T_c de Nd-LSCO et YBCO ? Peut-on trouver un cristal ayant une T_c d'un même facteur au-dessus d'YBCO ? Est-ce que la clé de leur secret se cache dans la compréhension du *pseudogap* ? Tranquillement, la casse-tête de cette phase mitigée se complète pièce par pièce depuis sa découverte.

Déjà, des applications concrètes ont vu le jour. En 2014, la ville de Essen en Allemagne en association avec *Nexans Group* complétait la toute première ligne de transmission supraconductrice qui servira à alimenter toute la ville. Longue de plus d'un kilomètre de long, elle espère servir d'exemple au monde entier en ce qui a trait au transport d'électricité sans perte, une solution fort rentable. Le groupe *Nexans* avait déjà mené un projet semblable en 2008 sur l'île de Long Island aux États-Unis, ce qui a permis d'alimenter l'équivalent de 300 000 foyers.

-
- [1] H. K. Onnes, Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden **12**, 1 (1911).
 - [2] W. Meissner, Die Naturwissenschaften **21** (1933).
 - [3] A. Schilling, M. Cantoni, J. Guo, and H. Ott, Nature **363**, 56 (1993).
 - [4] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, Physical Review **108**, 1175 (1957).
 - [5] G. Eliashberg, Sov. Phys. JETP **11**, 696 (1960).
 - [6] J. G. Bednorz and K. A. Müller, in *Ten Years of Superconductivity : 1980–1990* (Springer, 1986) pp. 267–271.
 - [7] M.-K. Wu, J. R. Ashburn, C. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Wang, and a. Chu, Physical Review Letters **58**, 908 (1987).
 - [8] S. Badoux, S. A. A. Afshar, B. Michon, A. Ouellet, S. Fortier, D. LeBoeuf, T. P. Croft, C. Lester, S. M. Hayden, H. Takagi, K. Yamada, D. Graf, N. Doiron-Leyraud, and L. Taillefer, Phys. Rev. X **6**, 021004 (2016).
 - [9] S. Badoux, W. Tabis, F. Laliberté, G. Grissonnanche, B. Vignolle, D. Vignolles, J. Béard, D. Bonn, W. Hardy, R. Liang, *et al.*, Nature Physics (2016).
 - [10] J. Tallon and J. Loram, Physica C : Superconductivity **349**, 53 (2001).
 - [11] G. Grissonnanche, O. Cyr-Choiniere, F. Laliberté, S. R. de Cotret, A. Juneau-Fecteau, S. Dufour-Beauséjour, M.-E. Delage, D. LeBoeuf, J. Chang, B. Ramshaw, *et al.*, Nature communications **5**, 3280 (2014).
 - [12] O. Cyr-Choinière, R. Daou, J. Chang, F. Laliberté, N. Doiron-Leyraud, D. LeBoeuf, Y. Jo, L. Balicas, J.-Q. Yan, J.-G. Cheng, *et al.*, Physica C : Superconductivity **470**, S12 (2010).
 - [13] R. Daou, N. Doiron-Leyraud, D. LeBoeuf, S. Li, F. Laliberté, O. Cyr-Choinière, Y. Jo, L. Balicas, J.-Q. Yan, J.-S. Zhou, *et al.*, Nature Physics **5**, 31 (2009).
 - [14] F. Laliberte, W. Tabis, S. Badoux, B. Vignolle,

- D. Destraz, N. Momono, T. Kurosawa, K. Yamada, H. Takagi, N. Doiron-Leyraud, *et al.*, arXiv preprint arXiv :1606.04491 (2016).
- [15] G. Boebinger, Y. Ando, A. Passner, T. Kimura, M. Okuya, J. Shimoyama, K. Kishio, K. Tamasaku, N. Ichikawa, and S. Uchida, Physical review letters **77**, 5417 (1996).
- [16] R. Cooper, Y. Wang, B. Vignolle, O. Lipscombe, S. Hayden, Y. Tanabe, T. Adachi, Y. Koike, M. Nohara, H. Takagi, *et al.*, Science **323**, 603 (2009).
- [17] J. Storey, EPL **113**, 27003 (2016).