

Effets Seebeck et Nernst dans les cuprates :
Étude de la reconstruction de la surface de Fermi
sous champ magnétique intense

par

Francis Laliberté

mémoire présenté au département de physique
en vue de l'obtention du grade de maître ès sciences (M.Sc.)

FACULTÉ DES SCIENCES
UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE

Sherbrooke, Québec, Canada, 12 octobre 2010



Library and Archives
Canada

Published Heritage
Branch

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Direction du
Patrimoine de l'édition

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file *Votre référence*
ISBN: 978-0-494-70766-1
Our file *Notre référence*
ISBN: 978-0-494-70766-1

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.

■+■
Canada

Le 14 octobre 2010

*le jury a accepté le mémoire de Monsieur Francis Laliberté
dans sa version finale.*

Membres du jury

**Professeur Louis Taillefer
Directeur de recherche
Département de physique**

**Professeur Claude Bourbonnais
Membre
Département de physique**

**Professeur Serge Jandl
Président rapporteur
Département de physique**

Mein Chup,

Sommaire

Ce mémoire présente des mesures de transport thermoélectrique, les effets Seebeck et Nernst, dans une série d'échantillons de supraconducteurs à haute température critique. Des résultats obtenus récemment au Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses à Grenoble sur $\text{La}_{1.7}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.1}\text{CuO}_4$, $\text{La}_{1.675}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.125}\text{CuO}_4$, $\text{La}_{1.64}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.16}\text{CuO}_4$, $\text{La}_{1.74}\text{Eu}_{0.1}\text{Sr}_{0.16}\text{CuO}_4$ et $\text{La}_{1.4}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$ sont analysés.

Une attention particulière est accordée aux équations de la théorie semi-classique du transport et leur validité est vérifiée. La procédure expérimentale et les matériaux utilisés pour concevoir les montages de mesures sont expliqués en détail. Enfin, un chapitre est dédié à l'explication et l'interprétation des résultats de transport thermoélectrique sur $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ publiés au cours de l'hiver 2010 dans les revues *Nature* et *Physical Review Letters*.

Les données d'effet Seebeck dans les échantillons de $\text{La}_{1.8-x}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, où un changement de signe est observé, permettent de conclure à la présence d'une poche d'électrons dans la surface de Fermi qui domine le transport à basse température dans la région sous-dopée du diagramme de phase. Cette conclusion est similaire à celle obtenue par des mesures d'effet Hall dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ et elle cadre bien dans un scénario de reconstruction de la surface de Fermi.

Les données d'effet Nernst recueillies indiquent que la contribution des fluctuations supraconductrices est limitée à un modeste intervalle de température au-dessus de la température critique.

Remerciements

Lorsque j'ai choisi de poursuivre mes études au sein du groupe de Louis Taillefer, le facteur déterminant dans mon choix a été la présence d'une équipe dynamique et accueillante, dont l'expertise et la motivation des membres ne fait aucun doute. Au terme de ces quelques sessions de maîtrise, je ne regrette absolument pas cette décision et il est donc naturel que mes remerciements s'adressent d'abord à eux.

Merci Jacques pour ton aide et ta clairvoyance. Merci Nicolas de me faire profiter de ta vaste expérience. Merci Ramzy pour ton calme et pour m'avoir transmis ton savoir-faire sous le binoculaire. Merci Johan d'être là pour répondre à mes nombreuses questions et de partager avec moi la vie de chercheur. Merci David pour ta rigueur et ton humour. Merci Jean-Philippe, Olivier et Samuel pour la franche camaraderie qui vous anime. Et bien sûr, merci Louis pour ta motivation contagieuse et pour me faire découvrir le monde fascinant de la recherche.

Je remercie les techniciens et professionnels du département, en particulier Mario, Marcel, Daniel et Frédéric, qui par leur professionnalisme et leur compétence, nous permettent d'avoir accès à un laboratoire à la fine pointe de la recherche. Je remercie également les professeurs du département qui ont su me transmettre leur passion pour la physique en communiquant leur savoir et en répondant à mes perpétuelles interrogations. Merci aux membres de mon jury, Serge, Louis et Claude, pour la lecture attentive de ce mémoire et leurs bons commentaires.

Enfin, un doux merci à mon amoureuse Caroline qui m'a patiemment écouté lui expliquer mes travaux, a posé un oeil critique sur les figures de ce mémoire et même trouvé une erreur ! Merci Caroline de m'accompagner dans cette aventure et de me laisser faire des transferts d'hélium à des heures extravagantes ...

Table des matières

Sommaire	iv
Remerciements	v
Table des matières	vi
Liste des figures	vii
Introduction	1
1 Revue des cuprates	2
1.1 Structure cristalline	3
1.2 Diagramme de phase	5
1.3 Surface de Fermi	9
2 Transport thermoélectrique	11
2.1 Notions théoriques	11
2.2 Signe de l'effet Nernst	14
2.3 Validation de la théorie semi-classique	15

<i>Table des matières</i>	vii
3 Méthode expérimentale	17
3.1 Principes généraux	17
3.2 Méthode des thermomètres	19
3.3 Thermocouples	22
4 Mise en contexte	27
4.1 Brisure de la symétrie de rotation	27
4.2 Reconstruction de la surface de Fermi	32
4.3 L'anisotropie et la poche d'électrons	35
5 Transport thermoélectrique sous champ magnétique intense	37
5.1 Nd-LSCO $p = 0.20$	37
5.2 Eu-LSCO	40
5.3 Poche d'électrons dans la surface de Fermi de Eu-LSCO	45
5.4 Graphique de Behnia	49
Conclusion	50
A Calcul des coefficients de Nernst et Seebeck	52
B Hg-1201 sous champ intense	55
C Mesures au LNCMI de Grenoble	58
Bibliographie	64

Liste des figures

1.1	Structure cristalline de LSCO	3
1.2	Structure cristalline de YBCO	5
1.3	Diagramme de phase des cuprates	6
1.4	Résistivité de Nd-LSCO	8
1.5	Surface de Fermi	9
2.1	Effet Nernst dans divers matériaux	14
2.2	Vérification de la formule de Behnia	16
3.1	Schéma du montage	20
3.2	Principe d'un thermocouple	23
3.3	Thermocouples absolu et différentiel	24
3.4	Calibration des thermocouples	25
3.5	Exemple de mesure avec des thermocouples	26
4.1	Effet Nernst dans YBCO $p = 0.12$	28
4.2	Diagramme de phase de YBCO	29
4.3	Comparaison de ν_a et ν_b dans YBCO $p = 0.12$	30

4.4	Coefficients de Nernst et Seebeck dans YBCO $p = 0.12$	32
4.5	Angle de Hall et coefficient de Nernst dans YBCO $p = 0.12$	33
4.6	Pouvoir thermoélectrique des cuprates à $p \simeq 1/8$	34
4.7	Anisotropie de l'effet Nernst dans YBCO $p = 0.12$	36
4.8	Paramètre d'ordre nématique de l'effet Nernst	36
5.1	Coefficient de Nernst dans Nd-LSCO $p = 0.20$	38
5.2	Mobilité dans Nd-LSCO $p = 0.20$ et 0.24	39
5.3	Coefficient de Nernst dans Eu-LSCO $p = 0.125$	40
5.4	Eu-LSCO $p = 0.10$ sous champ intense	41
5.5	Eu-LSCO $p = 0.16$ ($y=0.2$) sous champ intense	43
5.6	Eu-LSCO $p = 0.16$ ($y=0.1$) sous champ intense	44
5.7	Effet Seebeck dans Eu-LSCO	45
5.8	Diagrammes de phase de Eu/Nd-LSCO et YBCO	47
5.9	Schéma de la reconstruction de la surface de Fermi	48
5.10	Graphique de Behnia	49
B.1	Coefficients de Nernst et Seebeck dans Hg-1201 $p = 0.10$	56
B.2	Hg-1201 $p = 0.10$ sous champ intense	57
C.1	Résistivité et T_c dans Eu-LSCO	59

Introduction

Devant l'étendue des recherches qui ont été effectuées depuis près d'un quart de siècle sur les cuprates, il peut paraître superflu de s'y engager et d'espérer y apporter des résultats originaux qui permettront de les faire progresser davantage. C'est pourtant ce que propose ce mémoire. Depuis la découverte des oscillations quantiques dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ par des membres du groupe [1], le diagramme de phase des cuprates est vu sous un nouveau jour et les propriétés étudiées antérieurement prennent un sens nouveau. Certaines théories, prenant un isolant de Mott comme point de départ pour expliquer la supraconductivité dans les cuprates, ont dû être reconsidérées.

Par l'étude des effets Seebeck et Nernst sous champ magnétique intense, deux objectifs principaux sont visés dans ce mémoire. D'abord, la reconstruction de la surface de Fermi des cuprates par rapport à la surface de Fermi du côté surdopé, déjà détectée par des mesures d'effet Hall dans $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ [2, 3], est étudiée grâce à l'effet Seebeck dans $\text{La}_{1.8-x}\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. Ensuite, l'accroissement du signal de Nernst dans les cuprates ayant fait l'objet de nombreuses interprétations qui manquaient de rigueur, il est souhaitable de faire la lumière sur l'origine de cet accroissement. Pour se faire, les résultats de plusieurs échantillons à différents dopages sont analysés.

Le chapitre 1 consiste en un bref tour d'horizon du domaine des cuprates. Le chapitre 2 présente les formules simples de la théorie semi-classique du transport et la convention de signe pour l'effet Nernst. Le chapitre 3 décrit en détail la méthode expérimentale utilisée. Le chapitre 4 vise à établir le contexte dans lequel se situent les résultats des mesures sous champ magnétique intense du chapitre 5.

Chapitre 1

Revue des cuprates

La supraconductivité, découverte par H. Kamerlingh Onnes en 1911 dans le mercure [1], a longtemps été un phénomène confiné aux basses températures. En effet, pendant soixante-quinze ans, la température critique (T_c) la plus élevée a été de 23 K dans Nb_3Ge [5]. La théorie microscopique de la supraconductivité conventionnelle[†], développée en 1957 par J. Bardeen, L. Cooper et J. Schrieffer [6], a fait croire à plusieurs qu'une T_c supérieure à 30 K était très improbable, bien que cette limite souvent citée soit apparemment incorrecte [7].

Contre toute attente en 1986, K. Müller et J. Bednorz mettent au point un oxyde de cuivre (cuprate) à base de lanthane et de baryum supraconducteur à 35 K [8]. En l'espace de quelques mois, le groupe de C.W. Chu modifie la recette et atteint une T_c supérieure à celle de l'azote liquide [9] et quelques années plus tard, la T_c record de 135 K [10] (164 K sous pression [11]). Malgré plus de vingt ans de recherche intense, le mécanisme d'appariement des électrons dans les cuprates demeure inconnu et la compréhension de leur diagramme de phase est toujours manquante [12].

Ce chapitre propose une revue plutôt sommaire des cuprates et de leurs principales caractéristiques. L'objectif étant de fournir une vue d'ensemble du domaine et de présenter les notions pertinentes pour les chapitres suivants, plusieurs éléments importants sont volontairement laissés de côté.

*Dans un film mince mesuré pour la première fois en 1973.

†Soit la supraconductivité dont le mécanisme repose sur l'interaction électron-phonon.

1.1 Structure cristalline

Bien qu'il existe plus d'une centaine de composés dans la famille des cuprates, tous sont constitués d'au moins un plan de CuO_2 par cellule unité dans une structure en couches avec un fort caractère bi-dimensionnel [13]. Les structures cristallines et les particularités de deux représentants de la famille des cuprates, $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) et $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ (YBCO), sont détaillées ici.

1.1.1 LSCO

La figure 1.1 illustre la structure cristalline du composé parent du cuprate découvert en 1986, soit La_2CuO_4 . Il s'agit d'une structure tétragonale avec les plans de CuO_2 perpendiculaires à l'axe c et les atomes de lanthane intercalés entre les plans. La cellule unité ne contient qu'un seul plan de CuO_2 .

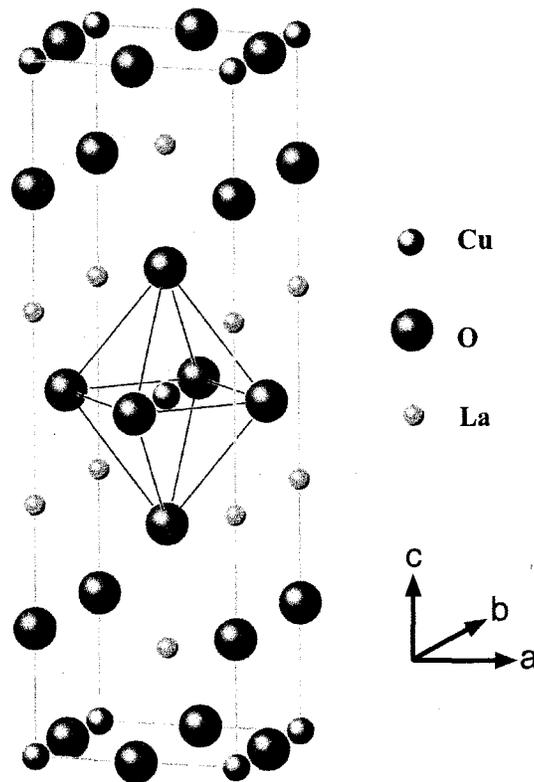


Fig. 1.1 – La structure cristalline tétragonale du cuprate non dopé La_2CuO_4 . Figure tirée de [14].

À haute température ($T > 530$ K), les axes a et b sont équivalents et la structure est tétragonale (HTT). En-dessous de cette température, le plan de CuO_2 subit une légère rotation autour de la direction $[110]$ ce qui rend les deux axes légèrement différents et la structure est alors orthorhombique (LTO) [15].

Les calculs de la structure de bande de ce composé prédisent qu'une bande demi-remplie croise le niveau de Fermi et que, par conséquent, La_2CuO_4 est un métal [16]. Ce n'est pourtant pas le cas. En effet, les interactions entre les électrons sont si fortement répulsives que l'état fondamental à dopage nul est un isolant de Mott [17], de même pour tous les cuprates, autant ceux dopés en trous que ceux dopés en électrons [18].

En substituant un atome de lanthane par un atome de strontium ou de baryum, un électron est enlevé dans le cristal. Par rapport au plan de CuO_2 , un trou est ajouté. Le dopage (p) par substitution chimique donne lieu à une pléthore de phases qui sont décrites à la section 1.2.

Il est également possible de remplacer des atomes de lanthane par des atomes de néodyme ou d'euprimum, ce qui n'affecte pas la densité électronique, mais permet de stabiliser certaines phases aux dépens de la supraconductivité, telle qu'une phase tétragonale à basse température (LTT) distincte de la phase HTT [19]. Ce réarrangement structural tend à stabiliser un ordre de rayures* dans lequel les trous d'une rangée $\text{Cu}-\text{O}-\text{Cu}$ sur quatre, dans les plans de CuO_2 , sont arrangés spatialement. À $p = 1/8$, les rayures statiques de la phase LTT font en sorte que la T_c devient quasiment nulle [20].

1.1.2 YBCO

La figure 1.2 montre la structure cristalline du composé YBCO découvert par le groupe de Chu. Dans ce cas, il y a deux plans de CuO_2 par cellule unité†. En plus des atomes d'yttrium et de baryum qui sont intercalés entre les plans, il y a formation de chaînes de CuO selon l'axe b , ce qui est une particularité de YBCO. Lorsque le

*C'est-à-dire un ordre d'onde de densité de spin et/ou de charge.

†Le nombre de plans semble être lié à la grandeur de T_c . Dans $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$, elle est maximale pour $n = 3$ [21].

dopage est nul, soit à $\delta = 0$, les chaînes sont vides et la structure est tétragonale [22]. À l'autre extrême, lorsque les chaînes sont pleines, soit pour $\delta = 1$, la structure est orthorhombique et le dopage vaut $p = 0.18$.

La concentration en porteurs de charge dans YBCO n'est donc pas modifiée par substitution chimique, mais bien par ajout d'oxygène dans les chaînes. Cette distinction en fait le cuprate avec la plus grande pureté et donc l'échantillon parfait pour les mesures de transport [3].

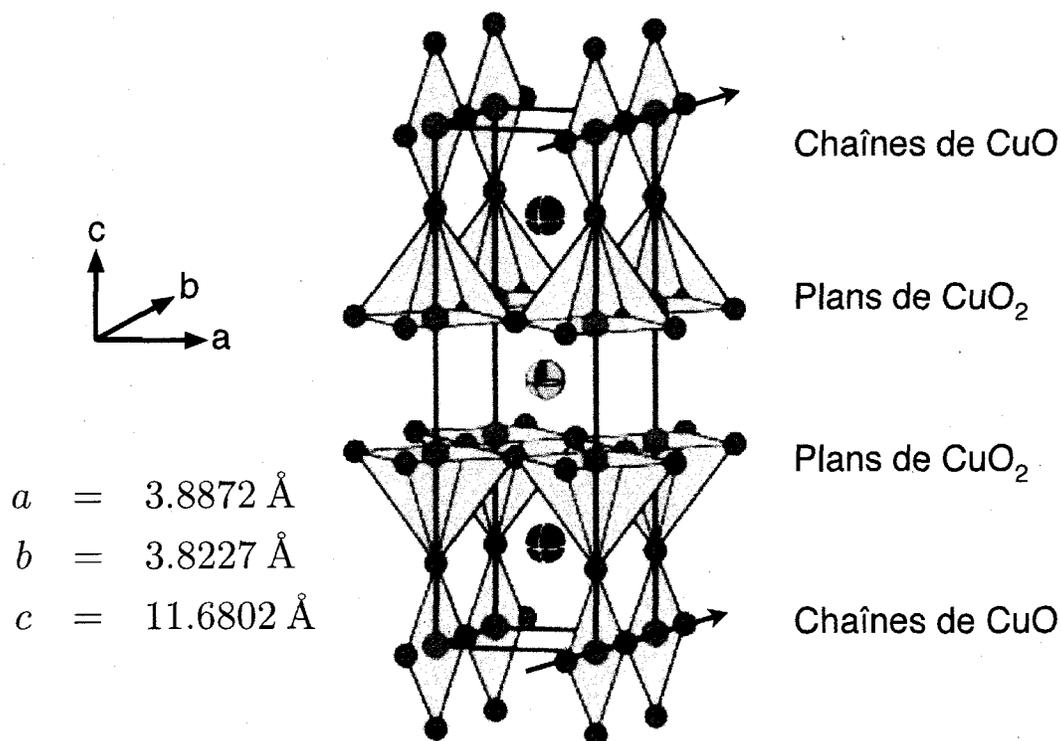


Fig. 1.2 – La structure cristalline orthorhombique de YBCO. Les atomes sont Y (vert), Ba (noir), Cu (rouge) et O (bleu). Figure tirée de [23].

1.2 Diagramme de phase

La figure 1.3 schématise le diagramme de phase de YBCO qui, d'un point de vue qualitatif, est générique de tous les cuprates. À dopage nul, l'état fondamental est un isolant de Mott tel que décrit précédemment. Pour $0 \leq p < 0.05$, les spins s'ordonnent antiferromagnétiquement sous la température de Néel (T_N).

1.2.1 Phase métallique

À un dopage de l'ordre de $p \simeq 0.30$, l'état fondamental est un métal répondant aux caractéristiques d'un liquide de Fermi [24] ; résistivité quadratique en température [25], satisfaction de la loi de Wiedemann-Franz [26], surface de Fermi contenant $1 + p$ trous par plan de CuO_2 en accord avec les calculs de structure de bande [27], etc. Évidemment, cette région du diagramme de phase est inaccessible dans YBCO ; il faut présumer qu'elle est analogue à celle mesurée dans les composés à base de thallium et de lanthane, c'est-à-dire $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ (Tl-2201) et LSCO.

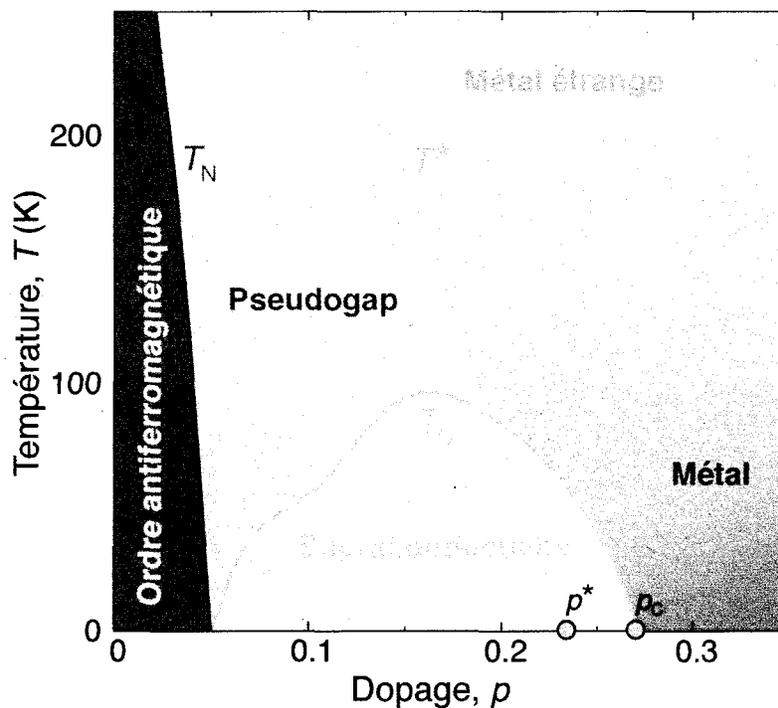


Fig. 1.3 – Diagramme de phase schématisé des cuprates, s’inspirant de celui de YBCO. Au dopage p_c , la supraconductivité et la résistivité linéaire émergent de la phase métallique. Le dopage p^* est le point critique quantique où la température d’ouverture du pseudogap T^* atteint $T = 0$ K, en l’absence de supraconductivité. Figure reproduite à partir de [28].

1.2.2 Supraconductivité *d-wave*

Entre les phases isolante et métallique se trouve le dôme supraconducteur avec une valeur de T_c maximale de 94 K à $p = 0.16$ [29]. Contrairement aux supraconducteurs conventionnels qui sont de symétrie *s*, c’est-à-dire avec un gap isotrope qui ne présente

pas de noeud, la symétrie du paramètre d'ordre supraconducteur des cuprates est de type *d-wave* [30]. Le gap satisfait donc à l'expression

$$\Delta(\phi) = \Delta_0 \cos^2(2\phi) \quad (1.1)$$

avec l'angle ϕ mesuré par rapport à l'axe k_x dans l'espace réciproque. Le gap est maximal dans les directions $(\pi, 0)$ et $(0, \pi)$, et nul dans la direction (π, π) . L'équation précédente est en fait dérivée de

$$\Delta(\mathbf{k}) \sim \Delta_0(\cos k_x - \cos k_y) \quad (1.2)$$

qui indique clairement que le gap, le paramètre d'ordre supraconducteur, change de signe de part et d'autre de la direction nodale. Ces caractéristiques de la phase supraconductrice se reflètent dans de nombreuses propriétés physiques et sont un point de départ important pour toute tentative de théorie explicative.

1.2.3 Pseudogap

Au-dessus du dôme supraconducteur et sous une température caractéristique T^* , une phase d'origine encore mystérieuse semble être étroitement liée à la supraconductivité ; c'est le pseudogap [31]. Détecté pour la première fois par une mesure de la résonance magnétique nucléaire (RMN) sur l'atome de cuivre du plan de CuO_2 dans YBCO [32], le pseudogap a d'abord été interprété comme une signature de la formation de paires de Cooper au-dessus de la T_c [33]. En effet, la symétrie du pseudogap est étrangement similaire à celle de l'état supraconducteur. Toutefois, cette interprétation peut paraître prématurée puisque l'ouverture d'un gap peut avoir bien d'autres origines, telles qu'une onde de densité de spin (SDW) ou une onde de densité de charge (CDW) [34].

Le pseudogap peut aujourd'hui être détecté par de nombreuses techniques : résistivité [35], conductivité optique [36], effet Nernst [37], microscopie à effet tunnel (STM) [38] et spectroscopie de photoémission résolue en angle (ARPES) [39]. Les mesures qui permettent de déterminer T^* obtiennent des valeurs relativement en accord.

Bien que le pseudogap ait longtemps été vu comme un précurseur de la supraconductivité (avec formation de paires, mais sans cohérence de phase), la présence d'un point critique quantique (PCQ) à l'intérieur du dôme rend cette possibilité caduque [40] (*cf.* section 1.2.5). De plus, comme il sera expliqué à la section 4.1, la symétrie de rotation du plan de CuO_2 est brisée par l'ouverture du pseudogap, restreignant ses origines possibles à un ordre nématique ou de rayures [37].

1.2.4 Métal étrange

Au-dessus du dôme supraconducteur, dans une région de *métal étrange*, la résistivité est linéaire en température. Cette région, plutôt ignorée par les études sur les cuprates par rapport à l'attention accordée au pseudogap, pourrait néanmoins être un élément central de l'explication de la supraconductivité [11]. En effet, il semble que plusieurs cas répertoriés de supraconductivité non conventionnelle soient associés à une résistivité anormale se poursuivant jusqu'à $T = 0$ K, définissant un PCQ.

1.2.5 Criticalité quantique

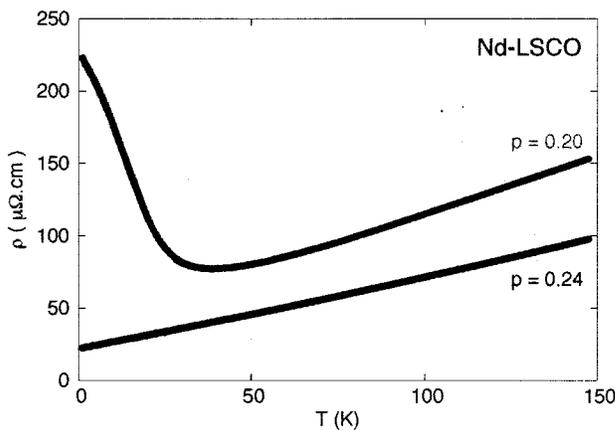


Fig. 1.4 – Résistivité sous champ magnétique de deux échantillons de Nd-LSCO en fonction de la température, avec $p = 0.20$ et 0.24 . Figure tirée de [10].

Un point critique quantique est associé à une transition de phase du deuxième ordre, c'est-à-dire continue, se produisant à température nulle. Ce n'est alors pas l'entropie qui contrôle cette transition, mais bien les fluctuations quantiques issues de la différence d'énergie des états fondamentaux [12]. La transition peut être contrôlée par un paramètre externe tel que le champ magnétique, la pression ou la concentration de porteurs. La présence d'un PCQ dans le

diagramme de phase influence une multitude de propriétés dans la région au-dessus de ce point : chaleur spécifique, susceptibilité, résistivité, masse effective, etc.

Dans le cas des cuprates, la présence d'un PCQ à l'intérieur du dôme supraconducteur a été démontrée par des mesures de résistivité sous champ magnétique sur LSCO dopé au Nd [40]. À la figure 1.4, il est montré que pour $p = 0.24$, la résistivité mesurée jusqu'à 1 K est parfaitement linéaire alors que pour $p = 0.20$, elle est linéaire avant de remonter lorsque la température est diminuée. Ce PCQ est confirmé par le pouvoir thermoélectrique qui a une dépendance en température telle que $S/T \propto \ln(1/T)$ [43, 44]. Dans ce contexte, tel qu'illustré par le diagramme de phase de la figure 1.3, la ligne de *crossover* T^* se termine par un PCQ situé à p^* en l'absence de supraconductivité.

1.3 Surface de Fermi

Comment la supraconductivité peut-elle émerger d'un isolant dopé ? Telle a longtemps été la question centrale autour de laquelle ont été élaborées des explications partielles de la supraconductivité dans les cuprates. En effet, les mesures d'ARPES, qui permettent de sonder la topologie de la surface de Fermi d'un métal, ne voient pas de surface fermée dans le régime sous-dopé. Un exemple de ce qui est observé est reproduit à la figure 1.5(a). Contrairement au régime surdopé (figure 1.5(b)) où un grand cylindre contenant $1 + p$ trous est observé, quatre segments situés dans la région nodale et appelés *arcs de Fermi* sont détectés [45]. Dans la région antinodale, un gap est observé ; il s'agit du pseudogap.

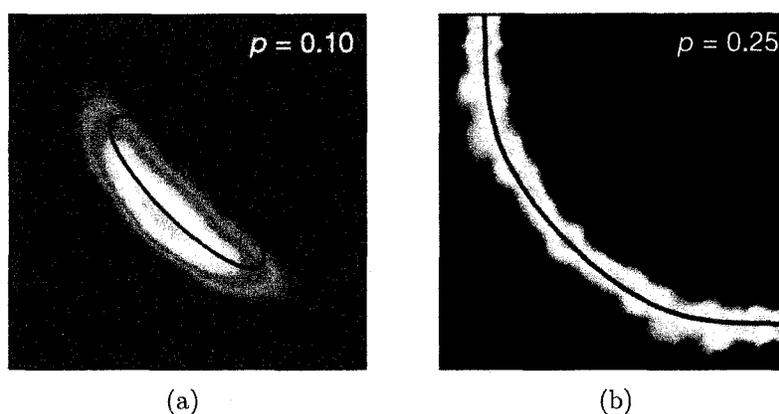


Fig. 1.5 – Distribution d'intensité spectrale vue par ARPES dans (a) $\text{Ca}_{2-x}\text{Na}_x\text{CuO}_2\text{Cl}_2$ à $p = 0.10$ [46] et (b) Tl-2201 à $p = 0.25$ [27]. Figure tirée de [1].

1.3.1 Oscillations quantiques

Un nouveau chapitre du mystère entourant l'origine de ces arcs s'est ouvert en 2007 lorsque des oscillations quantiques ont été vues dans la magnéto-résistance (effet Shubnikov-de Haas) de YBCO à $p = 0.10$ par des membres du groupe [1], signe distinctif d'un comportement métallique et de la présence d'une surface de Fermi fermée. Le coefficient de Hall étant négatif à basse température [2] et avec la petite valeur de la fréquence mesurée (530 T), la source des oscillations quantiques a été attribuée à une poche d'électrons représentant une petite portion de la première zone de Brillouin par rapport à l'aire du cylindre de trous dans le régime surdopé [1].

De récentes études, bien que contestées par plusieurs, tendent à montrer que les arcs de Fermi sont en fait des parties de poches de trous fermées [47, 48]. La disparité entre les mesures de photoémission et d'oscillations quantiques peut venir du fait que les premières sont effectuées à champ magnétique nul et à une température plus grande que T_c , alors que les secondes sont faites sous des champs magnétiques très intenses et à très basse température. Il se pourrait donc que ces deux sondes de la surface de Fermi n'étudient pas le même état.

Enfin, de récentes mesures de la résistivité avec le courant appliqué le long de l'axe c indiquent que la poche d'électrons est située à $(\pi, 0)$ dans la zone de Brillouin (et autres points équivalents) [49]. En effet, la présence d'atomes d'oxygène apicaux dans la structure cristalline fait en sorte que c'est à ce point que ce produit la dispersion selon l'axe c . Cela est cohérent avec un scénario de reconstruction de la surface de Fermi par un ordre d'onde de densité brisant la symétrie de translation à basse température [50].

Chapitre 2

Transport thermoélectrique

Les propriétés de transport thermoélectrique, soit les effets Nernst et Seebeck, ont connu un regain d'intérêt au cours des dix dernières années à la suite de la mesure par Ong *et coll.* d'un signal de Nernst anormalement grand dans LSCO [51]. Subséquemment, un signal de Nernst important a longtemps été attribué exclusivement aux fluctuations supraconductrices, tandis que les quasi-particules dans un métal normal étaient supposées donner lieu à un signal de Nernst négligeable [52]. Dans ce chapitre, un bref survol de la théorie du transport thermoélectrique est présenté afin de mettre la table pour la suite et de faire la lumière sur la source du signal de Nernst des quasi-particules dans les cuprates.

2.1 Notions théoriques

L'application d'un gradient de température sur un matériau peut produire une différence de potentiel dans la même direction ; c'est le pouvoir thermoélectrique, l'effet Seebeck. Si de plus un champ magnétique est appliqué, une différence de potentiel transverse peut apparaître ; c'est l'effet Nernst. En fonction des tenseurs de conductivité électrique σ et thermoélectrique α , la densité de courant de charge en deux dimensions s'écrit, pour $i, j, k = x, y$

$$J_i = \sigma_{ij} E_j - \alpha_{ik} \partial_k T \quad (2.1)$$

où E_j est le champ électrique et $\partial_k T$ est le gradient de température. Lorsque le courant de charge est nul et que le gradient est selon x seulement, il doit y avoir un champ électrique tel que

$$J_x = \sigma_{xx} E_x + \sigma_{xy} E_y - \alpha_{xx} \partial_x T = 0, \quad (2.2)$$

$$J_y = \sigma_{yx} E_x + \sigma_{yy} E_y - \alpha_{yx} \partial_x T = 0. \quad (2.3)$$

De ces deux équations, il est possible d'extraire (cf. annexe A) le coefficient Seebeck

$$S \equiv \frac{E_x}{\partial_x T} = \frac{\alpha_{xx} \sigma_{xx} + \alpha_{xy} \sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad (2.4)$$

et le signal de Nernst

$$N \equiv \frac{E_y}{-\partial_x T} = \frac{\alpha_{xy} \sigma_{xx} - \alpha_{xx} \sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}. \quad (2.5)$$

La solution de l'équation de Boltzmann à basse température permet de relier les tenseurs électrique et thermoélectrique par [53]

$$\alpha_{ij} = -\frac{\pi^2 k_B^2 T}{3 e} \left. \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial \varepsilon} \right|_{\varepsilon=\varepsilon_F} \quad (2.6)$$

ce qui implique que la réponse thermoélectrique est une mesure de la variation de la conductivité électrique causée par un changement infinitésimal du potentiel chimique [52]. En combinant les équations (2.5) et (2.6) avec la définition de l'angle de Hall $\tan \theta_H = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}}$, on trouve

$$N = -\frac{\pi^2 k_B^2 T}{3 e} \left. \frac{\partial \tan \theta_H}{\partial \varepsilon} \right|_{\varepsilon=\varepsilon_F} \quad (2.7)$$

à la condition que σ_{xy}^2 soit négligeable devant σ_{xx}^2 . L'interprétation de cette équation est directe : si un changement infinitésimal du potentiel chimique n'affecte pas l'angle de Hall, alors le signal de Nernst du système est nul [52]. En effet, si

$$\left. \frac{\partial \tan \theta_H}{\partial \varepsilon} \right|_{\varepsilon=\varepsilon_F} = 0, \quad (2.8)$$

alors l'équation (2.6) implique

$$\alpha_{xy}\sigma_{xx} = \alpha_{xx}\sigma_{xy} \implies N = 0. \quad (2.9)$$

Dans la littérature, on appelle ce cas particulier l'annulation de Sondheimer [54]. Toutefois, dans un métal à deux bandes contenant à la fois des électrons et des trous, l'expression (2.5) devient

$$N = \frac{(\alpha_{xx}^+ + \alpha_{xx}^-)(\sigma_{xy}^+ + \sigma_{xy}^-) - (\alpha_{xy}^+ + \alpha_{xy}^-)(\sigma_{xx}^+ + \sigma_{xx}^-)}{(\sigma_{xx}^+ + \sigma_{xx}^-)^2 + (\sigma_{xy}^+ + \sigma_{xy}^-)^2}. \quad (2.10)$$

Donc, même si l'annulation de Sondheimer devait se produire pour chaque bande, cela n'impliquerait pas nécessairement une annulation du numérateur. C'est là une première façon d'obtenir un signal de Nernst non nul. La deuxième est bien sûr une dépendance en énergie de l'angle de Hall, qui en première approximation peut être supposée comme linéaire. Dans ce cas, on peut alors remplacer la dérivée par $\frac{\tan \theta_H}{\varepsilon_F}$ dans l'équation (2.7). Avec l'angle de Hall exprimé comme

$$\tan \theta_H = \omega_c \tau = \frac{eB\tau}{m^*} = \mu B, \quad (2.11)$$

on obtient le coefficient de Nernst

$$\nu \equiv \frac{N}{B} = \pm \frac{\pi^2 k_B^2 T}{3} \frac{\mu}{e \varepsilon_F} \quad (2.12)$$

où le signe dépend des détails de la surface de Fermi et ne permet pas de déduire le signe des porteurs de charge. Cette expression indique les ingrédients menant à un signal de Nernst important, soit une grande mobilité et une petite énergie de Fermi.

De plus, comme l'expression (2.12) ne contient que deux paramètres qui dépendent du système étudié ainsi que des constantes fondamentales, elle permet de comparer les observations avec les prédictions de la théorie semi-classique du transport. Cette comparaison a été faite par K. Behnia dans un graphique reproduit à la figure 2.1, rassemblant les valeurs de ν/T à basse température de neuf matériaux répartis sur six ordres de grandeur. Il est clair qu'un signal de Nernst important n'est pas réservé aux fluctuations supraconductrices puisque le matériau donnant lieu au plus grand signal est le bismuth, dans lequel aucune supraconductivité n'a été décelée [55].

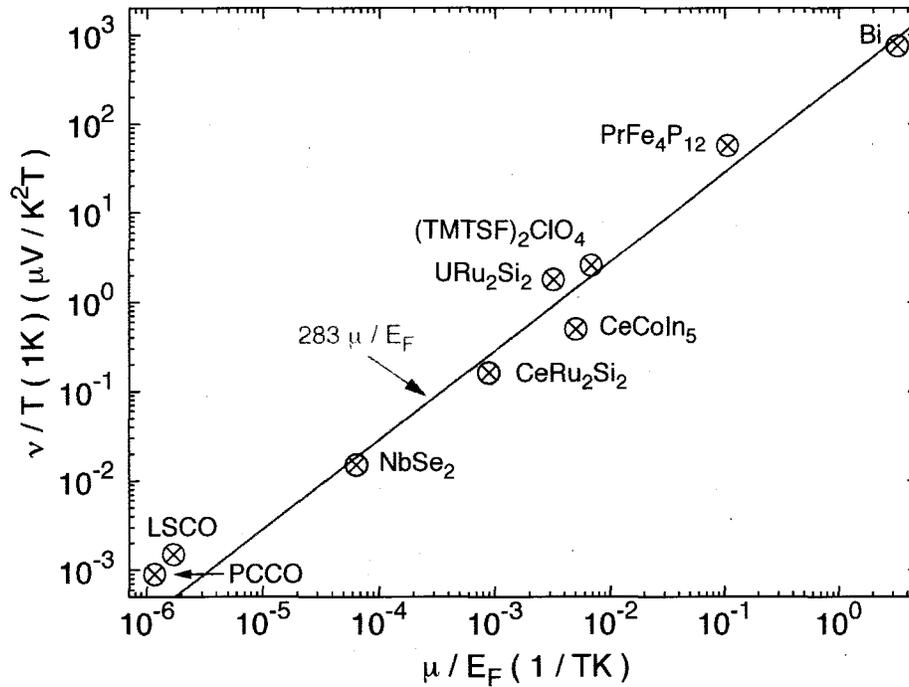


Fig. 2.1 – La valeur à basse température du coefficient de Nernst de neuf matériaux en fonction du rapport de la mobilité et de l'énergie de Fermi suivant l'équation (2.12). Les valeurs et la figure sont issues du travail de K. Behnia [52].

Il est intéressant de noter la remarquable validité de la théorie semi-classique du transport et ce pour des matériaux complètement distincts, certains ayant plusieurs bandes en jeu. L'écart entre la relation (2.12) et les valeurs expérimentales est d'au plus un facteur trois. Par contre, il faut mentionner que les données qui sont rapportées sont les valeurs absolues, certains matériaux ayant un signal de Nernst négatif dans la convention utilisée.

2.2 Signe de l'effet Nernst

La convention de signe la plus largement utilisée au cours des dernières années, opposée à celle utilisée dans la littérature sur le pouvoir thermoélectrique, consiste à prendre comme positif le signal de Nernst issu de vortex se déplaçant dans le même sens que le courant de chaleur [52]. Autrement dit, et de manière plus appliquée, le coefficient de Nernst est pris comme positif lorsqu'il est dû à des fluctuations supraconductrices.

Le signal provenant des quasi-particules de l'état normal peut quant à lui prendre les deux signes en fonction des détails de la surface de Fermi et des mobilités relatives. Par exemple, le signe de ν/T pour l'échantillon de LSCO (surdopé et non supraconducteur) de la figure 2.1 est négatif [52], alors que celui de $\text{Pr}_{1.79}\text{Ce}_{0.21}\text{CuO}_{4-\delta}$ (surdopé mais supraconducteur) est positif [56].

Les coefficients de Hall et Seebeck étant positifs pour ces deux échantillons, on s'attendrait *a priori* à ce que l'effet Nernst ait le même signe dans les deux échantillons. Cette apparente contradiction s'applique également dans YBCO où ν passe de positif à haute température à négatif à basse température (*cf.* chapitre 4). Le signe de l'effet Nernst n'est toujours pas expliqué à ce jour, bien que la grandeur de ν à température nulle puisse l'être.

2.3 Validation de la théorie semi-classique

Il est possible de relier les coefficients de Nernst et Seebeck afin de pousser un peu plus loin la validation de la théorie semi-classique du transport. En effet, lorsque la température est beaucoup plus basse que la température de Fermi (T_F), le coefficient Seebeck d'un système métallique devient linéaire en température avec une pente qui dépend de T_F simplement comme [52]

$$S = \pm \frac{\pi^2 k_B}{2} \frac{T}{e T_F}. \quad (2.13)$$

En principe, cette équation n'est valide que dans le cas d'un gaz d'électrons libres. Si dans l'équation (2.12) l'énergie de Fermi est remplacée par l'expression du coefficient Seebeck ci-dessus, on obtient

$$\nu = \frac{2}{3} \mu S \quad (2.14)$$

où le signe \pm a été omis pour simplifier. Les équations (2.12) et (2.14) sont deux formulations du lien entre les coefficients de Nernst et Seebeck par l'entremise de l'angle de Hall. Toutefois, cela n'est vrai que dans le cas d'un système à une bande, autrement l'angle de Hall mesuré (divisé par le champ magnétique) peut grandement différer de la mobilité réelle [52].

À titre d'exemple, la figure 2.2 montre le coefficient de Nernst mesuré et celui évalué d'après la relation (2.14) pour deux cuprates surdopés, $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (Nd-LSCO) avec $x \simeq p = 0.20$ et 0.24 . La mobilité [40] de même que le pouvoir thermoélectrique [43] de chaque échantillon ont été mesurés dans un champ magnétique de 15 T.

Afin d'obtenir les données aux plus basses températures pour $p = 0.20$, un champ magnétique suffisamment intense pour complètement détruire la supraconductivité a été appliqué, soit 33 T pour la mobilité [40]. Le coefficient de Nernst pour $p = 0.20$ a été mesuré à l'automne 2009 au Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (LNCMI) de Grenoble avec un champ de 28 T; voir la figure 5.1.

Il semble que la relation (2.14) soit vérifiée dans le cas le plus surdopé dans la limite des basses températures seulement. Pour $p = 0.20$, il y a un facteur cinq entre les coefficients de Nernst mesuré et calculé. Il a été établi récemment qu'un point critique quantique, associé au pseudogap, se situe entre ces deux dopages pour le cuprate Nd-LSCO [40].

Ainsi, alors que la surface de Fermi à $p = 0.24$ est un large cylindre contenant $1 + p$ trous, celle à $p = 0.20$ est reconstruite avec une densité de trous plus faible. Cela démontre clairement les limites de l'utilisation des formules présentées dans ce chapitre dans l'analyse des données. Dans ce contexte, la soustraction d'une contribution de l'état normal de la forme $S \tan \theta_H$ [57] est discutable à haute température. Ce point est développé plus en détail à l'annexe A.

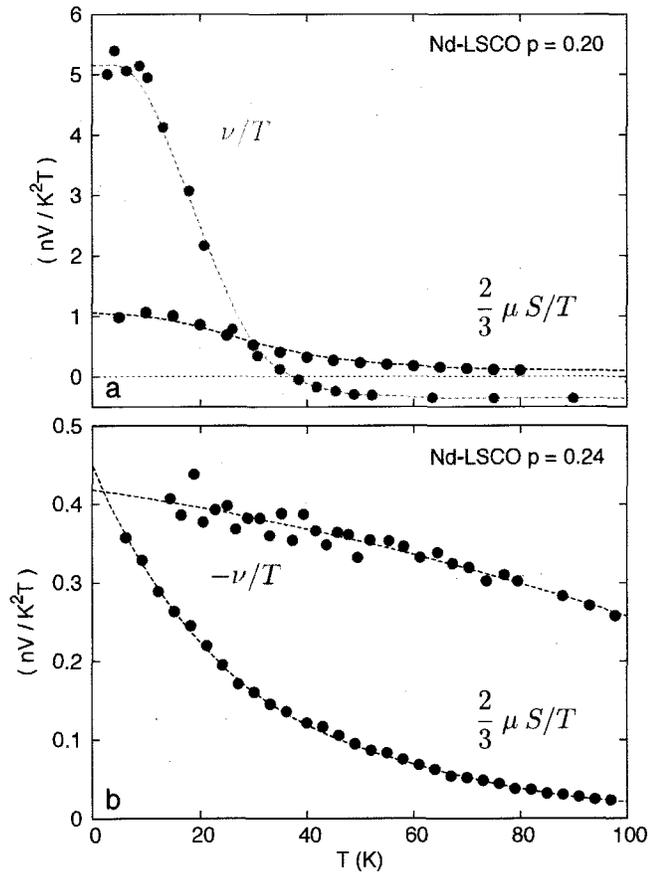


Fig. 2.2 – Coefficient de Nernst mesuré et calculé pour deux échantillons de Nd-LSCO surdopés.

Chapitre 3

Méthode expérimentale

La mesure précise des propriétés de transport thermoélectrique est une tâche délicate. Il faut générer un gradient de température en minimisant les pertes de chaleur, déterminer avec exactitude la grandeur de ce gradient, contrôler et surtout stabiliser les conditions expérimentales et enfin, détecter un signal parfois très faible, de l'ordre du nV. Ce chapitre offre une explication détaillée de la méthode expérimentale utilisée* pour récolter les données présentées dans les chapitres suivants.

3.1 Principes généraux

Puisque les effets Seebeck et Nernst sont nuls dans la phase Meissner de l'état supraconducteur (il ne peut y avoir de différence de potentiel), il n'est pas nécessairement intéressant de les mesurer jusqu'aux très basses températures. Au contraire, dans certains échantillons, il est plus intéressant d'accéder aux températures de l'ordre de la température ambiante et en général, on cherche à mesurer l'état normal sous-jacent à la supraconductivité en appliquant un champ magnétique.

Pour les données rapportées ici, une sonde plongée dans un cryostat d'hélium liquide, munie d'un thermomètre calibré (*Cernox*) et d'un élément chauffant, a été utilisée pour la gamme de 5 à 200 K, parfois jusqu'à 300 K. Le montage de mesure,

*Il s'agit en fait de la méthode utilisée à Sherbrooke, celle de Grenoble étant similaire, bien que moins automatisée.

détaillé à la section suivante, est installé au bout de la sonde et le vide est fait à l'intérieur de la chaussette cryogénique qui est insérée dans le centre de l'aimant. Le vide créé par une pompe turbo doit être suffisamment bon ($\sim 10^{-6}$ mbar) pour que le gradient de température ne soit pas court-circuité par le gaz résiduel. De plus, il est important qu'il n'y ait pas de gradient thermique entre l'échantillon et les sondes de température qui permettent de déterminer le gradient sur l'échantillon.

3.1.1 Étape par étape

Pour un champ magnétique donné (H_{\max}), la température de la sonde (T_0) est stabilisée, ce qui requiert un certain temps, d'autant plus long que la température est élevée puisque le temps de relaxation augmente à haute température*. Ensuite, lorsque la puissance de chauffage de l'élément chauffant principal est constante, un gradient de température est produit sur l'échantillon, généralement de l'ordre de 2% de T_0 , afin de créer un signal significatif tout en maintenant la température de l'échantillon pas trop éloignée de T_0 . Une fois le gradient stabilisé, le champ est balayé de H_{\max} à $-H_{\max}$. Enfin, la chaleur cesse d'être appliquée sur l'échantillon, le système retourne à l'équilibre thermique puis est stabilisé à une température plus élevée.

3.1.2 Signal de fond et facteur géométrique

Comme les effets Seebeck et Nernst peuvent être contaminés par un alignement imparfait des contacts, il est important d'utiliser le fait que ce sont des fonctions respectivement paire et impaire du champ magnétique en balayant le champ de H_{\max} à $-H_{\max}$. De cette façon, le signal de Seebeck est obtenu en prenant la somme des tensions longitudinales $V_x(+H)$ et $V_x(-H)$, et le signal de Nernst, en prenant la différence des tensions transverses $V_y(+H)$ et $V_y(-H)$. Le signal parasite provenant d'un alignement imparfait des contacts est alors éliminé.

*Le temps de relaxation nécessaire pour atteindre l'équilibre thermique peut s'écrire comme le rapport de la chaleur spécifique et de la conductivité thermique $\tau \sim C/\kappa$. À haute température, C sature alors que κ diminue ; τ devient alors plus grand.

Pour l'effet Nernst, cela permet également d'éliminer le signal de fond, soit celui mesuré sans champ magnétique ou sans gradient de température. Pour l'effet Seebeck, il faut soustraire manuellement le signal de fond, $S(Q = 0)$ provenant essentiellement du bruit électromagnétique dans le voltmètre.

Puisque les mêmes contacts sont utilisés pour mesurer la tension longitudinale et le gradient de température, l'effet Seebeck ne nécessite pas de tenir compte des dimensions de l'échantillon. Par contre, ce n'est pas vrai pour l'effet Nernst. Il faut multiplier le signal obtenu par le rapport de la longueur et de la largeur de l'échantillon :

$$N = \frac{\Delta V_y / \ell}{\Delta T / L} = \frac{L \Delta V_y}{\ell \Delta T} \quad (3.1)$$

3.2 Méthode des thermomètres

Il existe deux méthodes pour quantifier le gradient de température. La première, utilisant des thermomètres résistifs, est expliquée ci-dessous. La seconde mise sur des thermocouples et elle est décrite à la section 3.3.

3.2.1 Montage

Le montage utilisé dans la plupart des mesures exposées ici est illustré schématiquement à la figure 3.1. Deux à trois copies de ce montage sont installées sur une tige qui est insérée dans un cylindre de cuivre qui sert à la fois de protection contre les éventuels accidents de manipulation et surtout d'écran de radiations, dans le but d'isoler au maximum les montages de l'environnement extérieur.

La géométrie de l'échantillon est idéalisée, c'est-à-dire que la longueur est beaucoup plus grande que l'épaisseur, afin que le gradient de température soit plus facile à produire. En général, dans le contexte des échantillons mentionnés dans ce mémoire, l'axe c est parallèle au champ magnétique appliqué selon $H \parallel z$ et par conséquent, le gradient de température est généré dans le plan ab . L'échantillon est arrimé au montage par l'intermédiaire d'un bout de bois ou d'un fil d'argent, ou encore en étant directement fixé au bloc de cuivre.

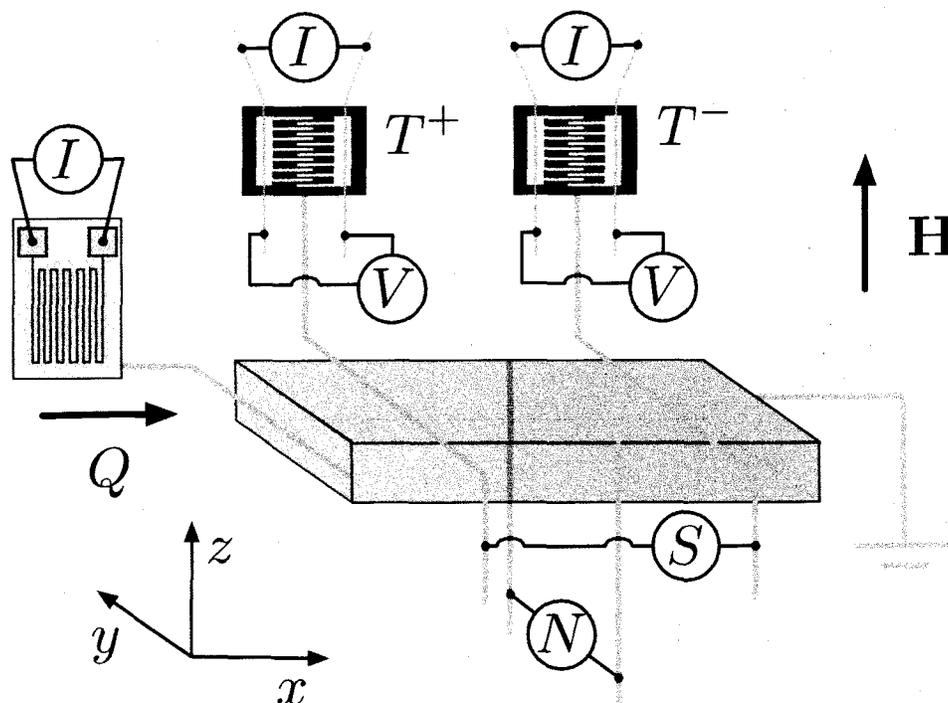


Fig. 3.1 – Schéma du montage de mesure pour les propriétés de transport thermoélectrique illustrant l'échantillon, l'élément chauffant, les deux thermomètres et les différents points de mesures électriques.

À une extrémité de l'échantillon, un fil d'argent est relié à une résistance dans laquelle une source de courant *Keithley* 6220 fait circuler un courant variant de $10 \mu\text{A}$ à 3 mA^* , tout dépendant de la température T_0 et de la conductivité thermique du système. Cet élément chauffant est suspendu sur des fils de kevlar de $10 \mu\text{m}$ et alimenté par une paire de fils de manganin enroulés.

Le kevlar, en raison de sa nature isolante et de sa grande résistance à la traction, permet de fixer la résistance tout en l'isolant du montage. Le manganin est utilisé pour sa faible conductivité thermique, ce qui permet de minimiser les fuites de chaleur. L'enroulement est fait suffisamment long pour que sa résistance électrique soit de l'ordre de 50Ω .

À l'autre extrémité, un fil d'argent sert de contact thermique avec le montage qui agit comme un réservoir de chaleur à la température T_0 . La chaleur provenant de la résistance traverse donc l'échantillon pour se déverser dans le réservoir froid.

*Ce qui correspond à une puissance de chauffage variant entre $0.5 \mu\text{W}$ et 45 mW .

3.2.2 Mesures et instruments

La différence de température est mesurée entre deux contacts placés sur la face supérieure de l'échantillon tel qu'illustré par la figure 3.1. Chaque contact est relié à un thermomètre non calibré de type *Cernox* 1030 par un fil d'argent. Ces deux thermomètres sont également suspendus sur des fils de kevlar et branchés électriquement au montage par des enroulements de manganin, pour les mêmes raisons qu'invocées précédemment. Les thermomètres doivent être préparés avec soin puisqu'un mauvais contact avec l'échantillon conduit à une mauvaise détermination du gradient. En effet, la résistance du contact avec l'échantillon doit être très inférieure à celle du contact avec le montage par les enroulements de manganin. De cette manière, le thermomètre est en bonne approximation à la même température que l'échantillon.

Un pont de résistance *Lakeshore* 370AC envoie un courant dans les thermomètres et mesure la tension générée. Lorsque suffisamment de points ont été accumulés, une calibration est effectuée avec comme référence la température principale enregistrée à chaque point. La différence de température $\Delta T = T^+ - T^-$ et la température moyenne de l'échantillon $T_{\text{moy}} = (T^+ + T^-) / 2$ sont alors connues.

Les mêmes contacts sont reliés à une paire de fils de phosphore-bronze, enroulés et suspendus sur des fils de kevlar. L'avantage de ce fil est son pouvoir thermoélectrique très faible. Ainsi, les enroulements ne contribuent pas au signal mesuré, même si une différence de température existe entre les deux extrémités. Ils doivent tout de même être suffisamment longs afin de minimiser les pertes de chaleur. Les tensions longitudinales et transverses sont amplifiées d'un facteur 10^3 par des amplificateurs Nanovolt DC A10 et mesurées par des nanovoltmètres *Keithley* 2182A.

Toutes ces manipulations sont contrôlées automatiquement par un programme *Labview* qui a été élaboré et constamment amélioré par plusieurs membres du groupe au fil des ans. Il permet d'ajuster le temps de stabilisation de chaque étape, de prévoir le courant qui sera utilisé pour créer le gradient de température, de visualiser les tensions mesurées et les résistances des thermomètres, de sauvegarder les données, de les téléverser directement sur le serveur du groupe et de choisir le mode de mesure entre thermomètres et thermocouples.

3.3 Thermocouples

3.3.1 Problématique

L'avantage de la méthode décrite ci-haut, avec des thermomètres non calibrés, est qu'il faut justement faire une calibration à chaque nouvelle expérience. Il n'y a pas lieu de se demander si la calibration est à refaire, si les thermomètres ont changé, etc. Par contre, comme les thermomètres sont à une certaine distance de l'échantillon, reliés par un mince fil d'argent, il se peut que le gradient mesuré soit en fait plus faible que celui réellement présent sur l'échantillon. Cette disparité, qui est la manifestation de pertes de chaleur, peut être causée par la présence d'un gaz d'échange, par des radiations thermiques ou tout simplement par les nombreux fils qui lient l'échantillon, directement ou indirectement, au montage de cuivre.

Et bien sûr, tous ces problèmes sont plus importants à haute température. Tous les gaz indésirables sont liquéfiés sous la température d'ébullition de l'azote, soit 77 K, ou encore *cryo-pompés*, c'est-à-dire collés à la paroi qui est en contact avec le bain d'hélium à 4.2 K. Les pertes de chaleur sont également plus probables à haute température puisqu'une plus grande quantité de chaleur est appliquée sur l'échantillon. Toutefois, l'effet le plus important provient des radiations thermiques. Lorsque $T_{\text{moy}} \gtrsim 150$ K, les thermomètres émettent tant de radiations qu'ils sont alors nettement plus froids que l'échantillon. Il est utile de mentionner que les radiations émises par les thermomètres sont nuisibles alors que ce n'est pas le cas pour celle émises par l'échantillon. En effet, l'échantillon perd une certaine quantité de chaleur par radiation, mais cela n'affecte pas le gradient de température une fois l'équilibre thermique atteint.

3.3.2 Solution

Une méthode alternative mettant à profit l'effet Seebeck a été développée au cours de la dernière année afin de remédier à tous ces problèmes. Les thermocouples ne sont pas nouveaux, ni leur utilisation en thermométrie, loin de là. La nouveauté tient en fait à leur utilisation sur un montage du groupe.

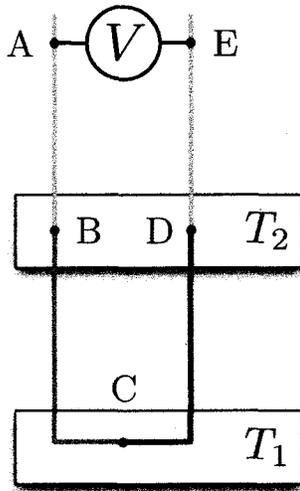


Fig. 3.2 – Schéma illustrant le principe d'un thermocouple.

Un thermocouple est composé de deux matériaux ayant des pouvoirs thermoélectriques différents. Lorsque les deux matériaux subissent une même variation de température, ils réagissent différemment et une tension, qui dépend de leur pouvoir thermoélectrique et du gradient de température, se développe entre les deux. Le schéma ci-contre illustre le phénomène.

La différence de potentiel totale est

$$V_{AE} = V_{AB} + V_{BC} + V_{CD} + V_{DE} \quad (3.2)$$

où $V_{AB} = -V_{DE}$ puisque les deux fils sont du même matériau, par exemple du cuivre. En supposant que $T_2 > T_1$ et en écrivant le pouvoir thermoélectrique du fil rouge (bleu) comme S_r (S_b), on obtient

$$\begin{aligned} V_{AE} &= - \int_{T_2}^{T_1} S_r dT - \int_{T_1}^{T_2} S_b dT \\ &= \int_{T_1}^{T_2} (S_r - S_b) dT \\ &\simeq (S_r - S_b) (T_2 - T_1) \end{aligned} \quad (3.3)$$

où la différence de pouvoir thermoélectrique a été supposée constante sur la différence de température considérée. Il suffit donc de mesurer la tension V_{AE} , connaissant la différence $S_r - S_b$, ce qui peut être trouvée dans la littérature ou par une calibration, pour obtenir la différence $T_2 - T_1$.

3.3.3 Matériaux et technique

Les combinaisons de matériaux pour former un thermocouple sont nombreuses. Celle qui a été retenue est appelée *type E* ; elle est constituée de chromel (Cr 10% et Ni 90%) et de constantan (Cu 54%, Ni 45%, Mn 0.75% et Fe 0.25%). Ce type de thermocouple a été choisi pour sa grande sensibilité dans la gamme de température d'intérêt, 20 à 300 K [58], sa faible dépendance en champ magnétique [59] et pour

sa faible conductivité thermique [60]. Pour une mesure à plus basse température, un choix tel que AuFe avec chromel serait plus adéquat.

Dans le montage de la figure 3.1, il faut bien sûr déterminer le gradient de température, mais il est également intéressant de connaître la température de l'échantillon. Deux thermocouples sont donc nécessaires plutôt qu'un seul. La configuration qui a été choisie, parmi d'autres possibilités, est celle d'un thermocouple absolu (donnant T^-) et d'un thermocouple différentiel (donnant ΔT), tel qu'illustré par la figure 3.3(a).

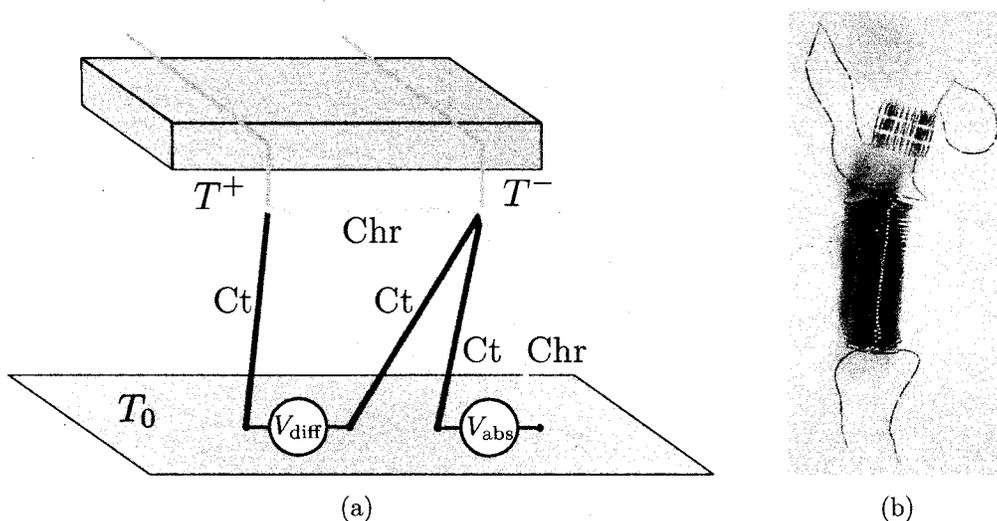


Fig. 3.3 – (a) Schéma des thermocouples absolu et différentiel dans la configuration utilisée. (b) Thermocouple différentiel constitué de deux fils de constantan et d'un fil de chromel. Le lien entre les deux fils est une soudure par point.

La mesure des tensions V_{diff} et V_{abs} se fait par des fils de cuivre qui sont à la température du montage T_0 . Tous les contacts entre les thermocouples et les fils de cuivre sont collés sur une plaque de saphir à la température T_0 . Les jonctions entre les fils de chromel et de constantan sont des soudures par point (*spot-welding*), ce qui évite d'introduire du plomb ou de l'étain dans le thermocouple. Les liens entre l'échantillon et les thermocouples sont assurés par des fils d'argent très courts qui sont collés aux jonctions à l'aide de vernis, sans contact électrique. Étant donné que la mesure se fait au point de jonction des thermocouples, la petite surface du point fait en sorte que la perte de chaleur par radiation est minime. Il assez simple de

vérifier que la tension V_{diff} donne bien le gradient de température.

$$\begin{aligned}
 V_{\text{diff}} &= - \int_{T_0}^{T^-} S_{\text{Ct}} dT - \int_{T^-}^{T^+} S_{\text{Chr}} dT - \int_{T^+}^{T_0} S_{\text{Ct}} dT \\
 &= - \int_{T_0}^{T^-} S_{\text{Ct}} dT - \int_{T^-}^{T^+} S_{\text{Chr}} dT + \int_{T_0}^{T^-} S_{\text{Ct}} dT + \int_{T^-}^{T^+} S_{\text{Ct}} dT \\
 &= - \int_{T^-}^{T^+} S_{\text{Chr}} dT + \int_{T^-}^{T^+} S_{\text{Ct}} dT \\
 &\simeq (S_{\text{Ct}} - S_{\text{Chr}}) (T^+ - T^-)
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

En définissant $S_{\text{ther}} = S_{\text{Ct}} - S_{\text{Chr}}$, on a donc $\Delta T = V_{\text{diff}}/S_{\text{ther}}$. Puisque la température T_0 est connue, la température de l'échantillon est donnée par

$$T_{\text{moy}} = T_0 + \frac{1}{S_{\text{ther}}} \left(V_{\text{abs}} + \frac{V_{\text{diff}}}{2} \right). \tag{3.5}$$

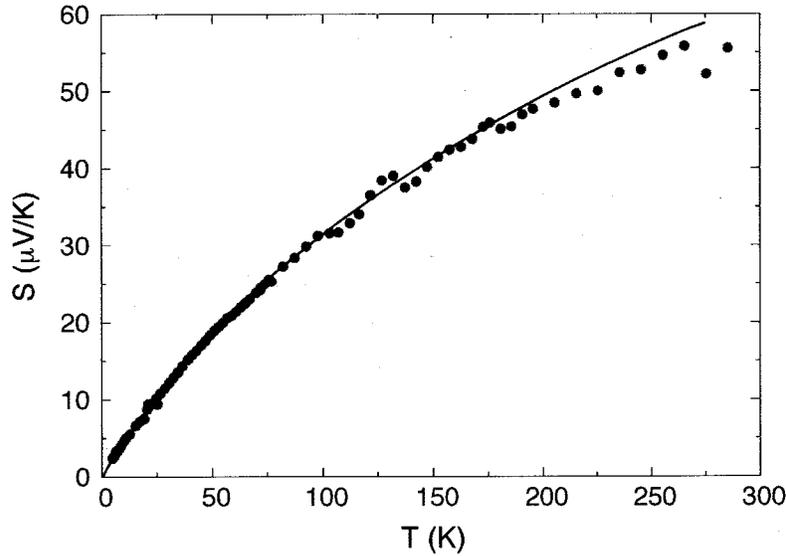


Fig. 3.4 – Pouvoir thermoélectrique d'un thermocouple de *type E* mesuré en fonction de la température et comparé à une fonction polynomiale d'ordre 12 trouvée sur le web.

3.3.4 Comparaison des méthodes

La problématique liée aux fuites de chaleur par radiations est devenue évidente à l'automne dernier lorsqu'un échantillon de $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ (Hg-1201) a été mesuré à

l'aide de thermomètres. Les données recueillies montraient une augmentation de S/T inattendue en fonction de la température. Il s'est avéré que cela était probablement causé par une fuite d'hélium, affectant la mesure du gradient de température. De plus, la calibration était très mauvaise et les résultats très bruyants, comme le montre la figure 3.5.

Les résultats obtenus par la méthode des thermocouples, en plus d'atteindre $T_{\text{moy}} > 300$ K, sont nettement moins bruyants. Bien sûr, la fuite d'hélium avait été corrigée entretemps. Quoiqu'il en soit, la comparaison permet tout de même de montrer que la méthode des thermomètres est très sensible aux conditions expérimentales alors que celle des thermocouples l'est beaucoup moins. Le fait que les deux courbes convergent plus ou moins à basse température confirme l'hypothèse de la fuite de chaleur et de la sous-estimation du gradient de température. Il faut noter que la consommation d'hélium liquide devient faramineuse lorsque T_0 tend vers 300 K. Il faudra donc, dans le futur, concevoir un système différent pour réaliser des mesures à haute température.

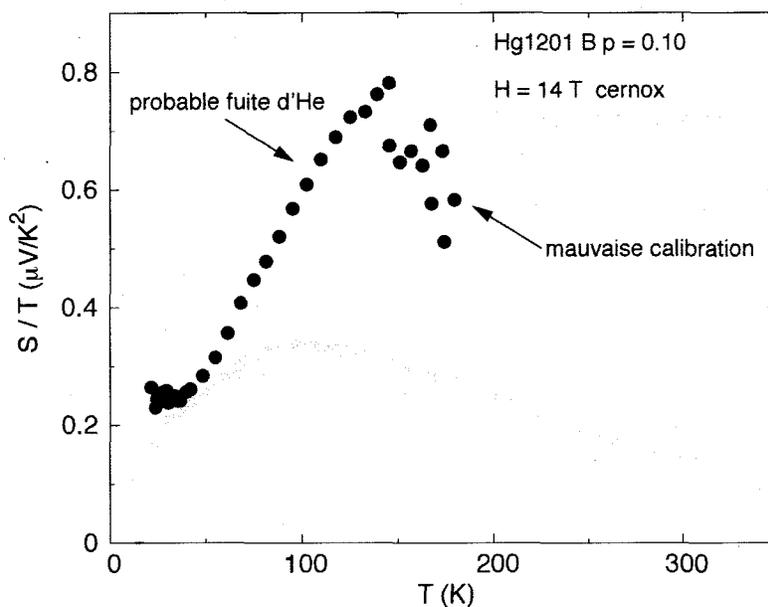


Fig. 3.5 – Effet Seebeck d'un échantillon de Hg-1201 en fonction de la température. Comparaison entre les résultats obtenus par la méthode des thermomètres *Cernox* et celle des thermocouples. Il faut noter que les données obtenues avec la méthode des thermomètres sont très probablement contaminées par une fuite d'hélium qui fausse la mesure du gradient.

Chapitre 4

Mise en contexte

Deux récentes publications par notre groupe, Daou *et coll.* [37] et Chang *et coll.* [61], ont présenté des données des effets Nernst et Seebeck qui apportent de nouvelles connaissances sur le diagramme de phase des cuprates. L'objectif de ce chapitre est de montrer ces données et d'en expliquer les conséquences, afin de mettre les résultats du prochain chapitre en contexte.

4.1 Brisure de la symétrie de rotation

Au cours des dernières années, de nombreuses expériences ont sondé le pseudogap à la recherche d'une brisure de symétrie. Des mesures de diffraction de neutrons polarisés sur des échantillons de Hg-1201 [62], YBCO [63] et LSCO [64], et d'effet Kerr polaire sur YBCO [65], ont observé une brisure de la symétrie d'inversion du temps. Cependant, les températures auxquelles la brisure de symétrie est observée diffèrent significativement d'une étude à l'autre [37].

D'autres mesures, telles que la résistivité [66] ou la diffusion inélastique de neutrons [67,68], à bas dopage, ou encore la STM [69], à basse température, ont démontré que la symétrie de rotation était brisée. Dans tous ces cas toutefois, aucun lien direct avec la température T^* n'a pu être établi [37].

Dans cet article [37] paru dans la revue *Nature*, une forte anisotropie dans le plan ab de YBCO, commençant à T^* , a été détectée dans l'effet Nernst. L'origine de cette anisotropie est discutée, de même que ses conséquences.

4.1.1 Effet Nernst dans YBCO

La figure 4.1 trace la dépendance en température de ν/T dans YBCO* $p = 0.12$ pour différents champs magnétiques. Deux contributions bien distinctes sont observées : celle des fluctuations supraconductrices, positive et ayant une importante dépendance en champ magnétique, et celle des quasi-particules, sans dépendance en champ. Tel que mentionné à la section 2.2, la contribution des vortex est positive par convention.

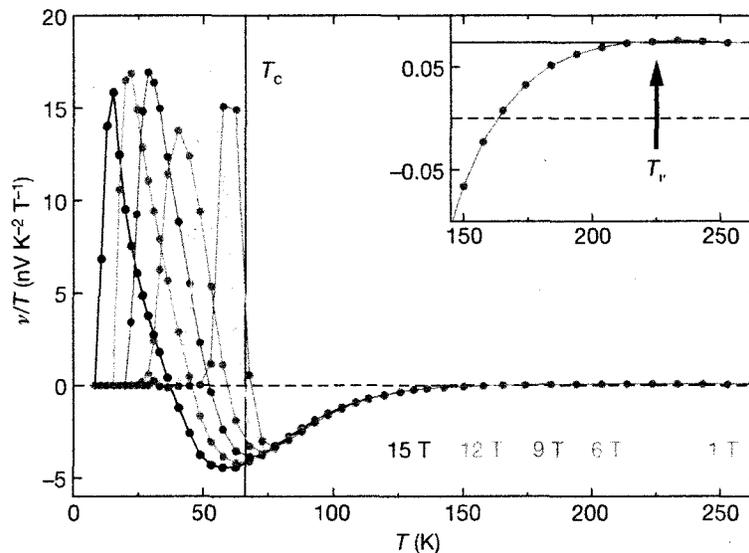


Fig. 4.1 – Le coefficient de Nernst de YBCO $p = 0.12$ est tracé comme ν/T en fonction de la température pour différents champs magnétiques. La $T_c = 66$ K à champ nul est marquée par une ligne verticale. Le gradient de température est appliqué selon l'axe b . Figure tirée de [37].

Lorsque la température est suffisamment basse par rapport à la T_c , les vortex sont ancrés dans l'échantillon et le signal mesuré est nul ; c'est la phase solide de vortex. En appliquant un champ magnétique de plus en plus intense, la T_c est diminuée ce qui déplace la contribution des vortex vers les plus basses températures.

*Tous les échantillons de YBCO présentés ici sont démaclés, c'est-à-dire que les axes a et b sont bien définis par l'application d'une pression uniaxiale suivant la croissance des cristaux.

La contribution des quasi-particules est petite et positive à haute température (encart de la fig.4.1), puis plonge pour devenir grande et négative à partir d'une température T_ν . Cette contribution, qui est indépendante du champ appliqué, est cependant révélée par un champ assez intense pour détruire la supraconductivité.

4.1.2 T^* vue par l'effet Nernst

À la figure 4.2, toutes les valeurs de T_ν obtenues sont placées sur le diagramme de phase de YBCO et peuvent être comparées avec les valeurs de T^* issues de la résistivité. Compte tenu des barres d'erreur, les deux échelles de température sont équivalentes et cela pour les deux axes a et b . Cela permet de conclure que $T_\nu = T^*$.

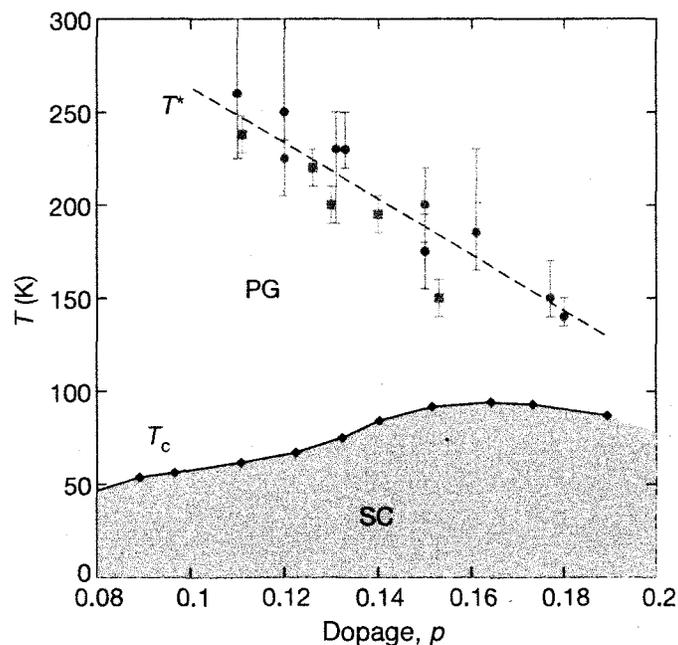


Fig. 4.2 – Diagramme de phase de YBCO montrant l'évolution de la T_c en fonction du dopage. Les cercles bleus et rouges sont les températures T_ν définies par l'apparition du signal des quasi-particules dans l'effet Nernst lorsque le gradient de chaleur est appliqué selon les axes a et b , respectivement. Les carrés verts sont les températures marquant la déviation de la résistivité d'un comportement linéaire en température. Figure tirée de [37].

Dans les nombreuses études de l'effet Nernst sur LSCO [57, 70], l'apparition du signal des quasi-particules à haute température, c'est-à-dire à T^* , a longtemps été considérée comme une preuve de la persistance des fluctuations supraconductrices très au-dessus de T_c . Cette interprétation erronée est causée par le signe de la contri-

bution des quasi-particules : alors qu'elle est négative dans YBCO, elle est positive dans LSCO, soit le même signe que les fluctuations.

4.1.3 Anisotropie

La figure 4.3 compare les coefficients de Nernst pour différents dopages de YBCO avec le gradient de chaleur selon les axes a et b . La température, en abscisse, est normalisée pour chaque dopage par rapport à la valeur T_ν correspondante, ce qui permet de concentrer la comparaison sur l'axe des ordonnées. L'échelle choisie ne montre que le signal compris entre T_ν et T_c pour le plus haut champ disponible, soit 15 T. Comme le montre la figure 4.2, la différence entre ces deux températures diminue avec l'augmentation du dopage. C'est ce qui explique, partiellement, que le signal négatif devient de plus en plus faible lorsque le dopage augmente. Dans tous les cas, le signal négatif est beaucoup plus grand lorsque $\Delta T \parallel b$, par près d'un ordre de grandeur. En plus d'être très grande, cette anisotropie apparaît à T_ν pour tous les dopages étudiés ici, soit $p = 0.12, 0.15$ et 0.18 . Cela permet de conclure que l'anisotropie observée est liée au pseudogap. À la figure 4.8, l'anisotropie est tracée pour $p = 0.12$ comme le rapport de la différence et de la somme des coefficients de Nernst. Cette anisotropie relative peut être vue comme un paramètre d'ordre nématique* [37], en analogie avec le paramètre d'ordre défini pour caractériser l'anisotropie de la résistivité dans $\text{Sr}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$ [71].

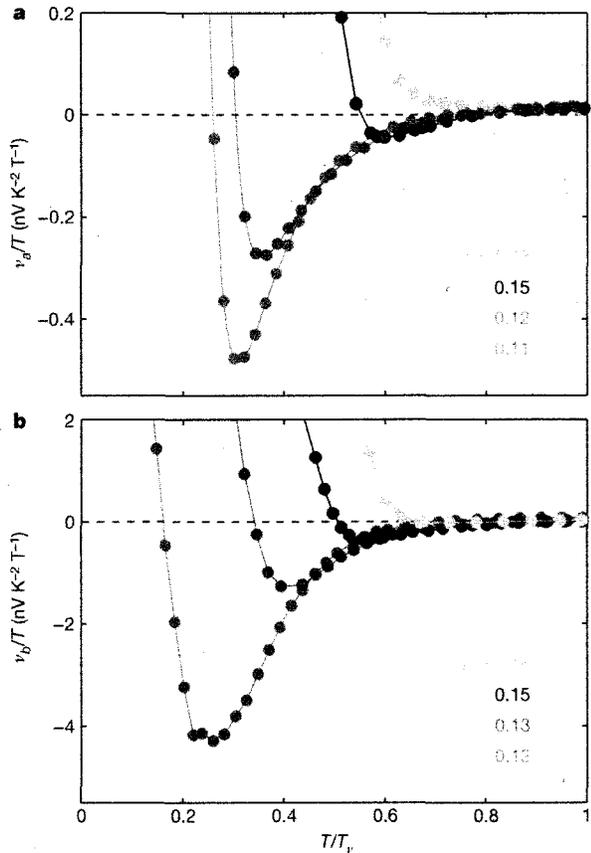


Fig. 4.3 – Dépendance en température de ν/T pour différents dopages dans YBCO et pour $\Delta T \parallel a$ (a) et $\Delta T \parallel b$ (b). Figure tirée de [37].

*C'est-à-dire un ordre qui brise la symétrie de rotation, mais pas la symétrie de translation.

4.1.4 Rôle des chaînes

La symétrie de rotation est donc brisée dans la phase pseudogap de YBCO. Une question importante doit être résolue avant de pouvoir en tirer des conclusions : quel est le rôle joué par les chaînes ? Voici quelques éléments de réponse (toutes les figures pertinentes se trouvent dans les informations supplémentaires de l'article).

- À $p = 0.08$, la contribution des chaînes devient négligeable [66] et l'anisotropie σ_b/σ_a augmente lentement lorsque la température est abaissée, tout comme ν_b/ν_a . Par contre, à $p = 0.12$, les chaînes conduisent davantage et σ_b/σ_a diminue alors que ν_b/ν_a augmente toujours. Ainsi, du moins à bas dopage, les chaînes semblent affecter l'anisotropie de la conductivité, mais pas celle de l'effet Nernst.
- L'effet des chaînes est évidemment maximal lorsqu'elles sont pleines, soit pour $\delta = 1$. Deux échantillons ayant pratiquement le même dopage de $p = 0.18$, avec $\delta = 0.97$ et $\delta = 0.998$, ont été mesurés. L'anisotropie de la conductivité est au maximum d'un facteur deux dans le premier, mais jusqu'à un facteur huit dans le second. Pourtant, l'anisotropie de l'effet Nernst n'est pas plus grande pour $\delta = 0.998$. Le seul effet des chaînes semble être un signal de fond présent au-dessus et en-dessous de T^* .
- La conductivité des chaînes est définie comme $\sigma_{ch} = \sigma_b - \sigma_a$. La résistivité des chaînes pour $\delta = 0.998$ est parfaitement quadratique en température et ne montre aucune anomalie à T^* ; le pseudogap n'affecte pas les chaînes.
- Si les chaînes étaient responsables de l'anisotropie de l'effet Nernst, l'impact devrait être le plus important à $p = 0.18$. En fait, le contraire est vrai ; l'anisotropie est plus grande à bas dopage, lorsque T_v et T_c sont très éloignées.

La conclusion est donc que la phase pseudogap brise la symétrie de rotation des plans de CuO_2 . Les chaînes, sans causer l'anisotropie observée, sont néanmoins nécessaires à son observation. En effet, un échantillon macroscopique ayant une structure parfaitement tétragonale forme des domaines qui font en sorte que toute anisotropie est indétectable par une mesure de transport puisqu'en moyenne, toutes les directions sont équivalentes. Les chaînes, en rendant la structure orthorhombique, donnent une direction préférentielle aux domaines et permettent la détection de l'anisotropie.

Pour reproduire l'effet des chaînes sur d'autres cuprates ayant une structure tétragonale, il faut avoir recours à l'application d'une pression uniaxiale ou à un champ magnétique dans le plan ab . Cela fait partie des futurs projets du groupe.

4.2 Reconstruction de la surface de Fermi

Tandis que la publication dans la revue *Nature*, résumée ci-haut, traitait du pseudogap et des hautes températures, celle dans *Physical Review Letters* se concentrait sur les basses températures. Des mesures réalisées sur YBCO $p = 0.12$ sous un champ magnétique de 28 T ont permis d'ajouter quelques pièces au casse-tête des cuprates.

La particularité de ce dopage est qu'il suffit d'un champ magnétique relativement petit pour détruire la supraconductivité en raison de la compétition d'un ordre de rayures [72].

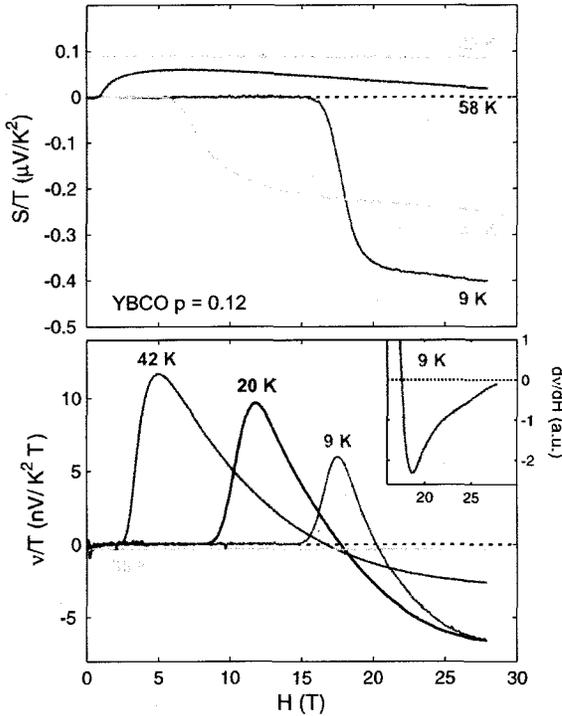


Fig. 4.4 – Dépendances en champ magnétique des coefficients de Nernst et Seebeck pour YBCO $p = 0.12$. L'encart montre que la dérivée du coefficient de Nernst pour l'isotherme 9 K tend vers zéro pour $H \rightarrow 30$ T. Figure tirée de [61].

4.2.1 Fluctuations

À la figure 4.4, les coefficients de Nernst et Seebeck sont tracés en fonction du champ magnétique pour différentes températures. À haute température, les deux coefficients sont indépendants du champ magnétique. À $T < 80$ K et pour un champ suffisamment grand pour sortir de la phase de solide de vortex (H_{vortex}), S montre une légère dépendance en champ qui peut être assimilée à de la magnétorésistance puisque, comme l'indique la relation (2.6), S est la dérivée par rapport à l'énergie de la conductivité.

Le comportement du coefficient de Nernst est plus compliqué. D'abord, lorsque le champ atteint H_{vortex} , les fluctuations supraconductrices donne un grand signal positif, conformément à la convention de signe. Puis, ν change de signe avant de saturer lorsque $H \rightarrow 30$ T. L'encart de la figure 4.4 montre la dérivée de ν par rapport au champ pour la plus basse température disponible. Il est clair qu'à cette température, la dérivée s'annule pour $H \simeq 30$ T.

Le coefficient de Nernst mesuré à 28 T est donc pratiquement exempt de toute contribution des vortex jusqu'à 9 K et la dépendance en température de ν/T à ce champ peut être considérée comme le reflet de l'état normal. C'est ce qui est tracée à la figure 4.5 ; on voit que le signal négatif de la figure 4.1 se poursuit pour extrapoler à environ -7 nV/K²T à $T \rightarrow 0$ K. Compte tenu de la mobilité issue de l'angle de Hall (fig. 4.5) et de l'énergie de Fermi obtenues du coefficient Seebeck dans la limite $T \rightarrow 0$ K (fig. 4.6), cette valeur se place tout juste sous la droite du graphique de Behnia (voir la figure 5.10), en bon accord avec la relation 2.12.

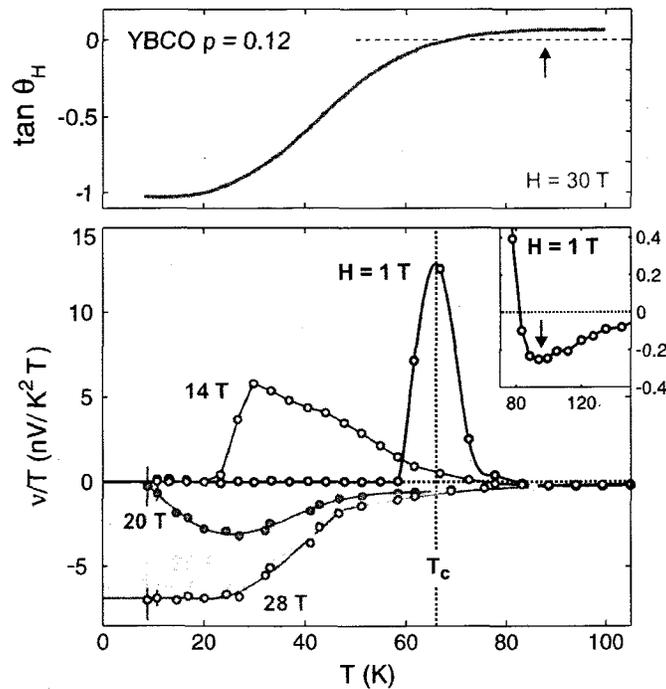


Fig. 4.5 – Dépendances en température de l'angle de Hall et du coefficient de Nernst de YBCO $p = 0.12$ pour différents champs magnétiques. La ligne pointillée verticale indique la T_c à champ nul. L'encart montre un agrandissement de ν/T vs T pour $H = 1$ T. La flèche pointe le début des fluctuations supraconductrices. Figure tirée de [61].

L'encart de la figure 4.5 montre que le signal des vortex à $H = 1$ T, centré à la T_c , ne s'étend pas au-delà de 90 K. Cela contredit directement le scénario du groupe de Ong dans lequel les fluctuations supraconductrices sont détectables jusqu'à très haute température [57]. Étrangement, les travaux publiés qui supportent cette idée ne montrent que très rarement des données de YBCO ; dans les quelques publications qui le font [70, 73], le signal négatif, vu dans un petit intervalle de température et de dopage, est balayé du revers de la main comme provenant de « trous dans les chaînes » ou comme étant un « artefact d'une procédure de soustraction inadéquate » [73].

4.2.2 Poche d'électrons

La figure 4.6 présente le coefficient Seebeck dans l'état normal de quatre cuprates dopés en trous près du dopage $p \simeq 1/8$. Les trois cuprates montrés, en plus de YBCO, soit Nd-LSCO [74], Eu-LSCO [61] et $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ (LBCO) [75], sont des matériaux dans lesquels un ordre de rayures a été détecté avec un vecteur d'onde $Q = (0.5 \pm \delta, 0.5)$ où $\delta = 1/8$. Ce sont également des matériaux ayant une structure tétragonale à basse température.

Les dépendances en température de ces quatre échantillons sont très similaires ; toutes présentent un changement de signe autour de 50 K. Dans tous les cas, sauf YBCO, le changement de signe est sans aucun doute lié à l'ordre de rayures. Cela rend plus que pertinente la recherche pour un ordre de densité de charge et/ou de spin dans YBCO à $p \simeq 1/8$.

Comme la relation 2.4 l'indique et en accord avec le coefficient de Hall, le signe du pouvoir thermoélectrique est une indication directe du signe des porteurs dominants. Le signe négatif de S à $T \rightarrow 0$ K est donc une confirmation de plus que les oscillations quantiques mesurées dans YBCO à des dopages similaires [1, 78] proviennent d'une poche d'électrons.

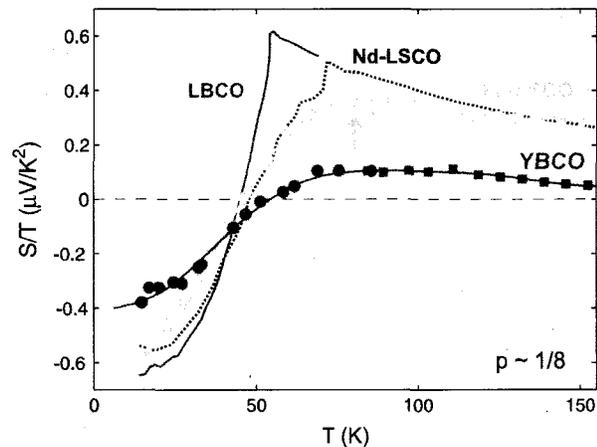


Fig. 4.6 – Pouvoir thermoélectrique de quatre cuprates dopés en trous à $p \simeq 1/8$. La flèche verte indique l'apparition d'un ordre de rayures dans Eu-LSCO vu par diffraction de rayons X [76, 77]. Figure tirée de [61].

La valeur à $T \rightarrow 0$ K de S/T , soit $-0.4\mu\text{V}/\text{K}^2$, est cohérente avec celle de ν/T , tel qu'attendu de la relation 2.14. En effet, en prenant la valeur de la mobilité mesurée à 30 T ($\mu \simeq 0.033 \text{ T}^{-1}$, voir figure 4.5), on trouve $|\nu/T| = \frac{2}{3} \mu |S/T| \simeq 9 \text{ nV}/\text{K}^2\text{T}$, en très bon accord avec la valeur de $|\nu/T| = 7 \text{ nV}/\text{K}^2\text{T}$ de la figure 4.5.

L'origine de la poche d'électrons, de même que son emplacement dans la première zone de Brillouin, sont toujours l'objet de vifs débats. Deux scénarios en particulier sont plus sérieusement envisagés. Le premier est une reconstruction du grand cylindre de trous par un ordre d'onde de densité qui brise la symétrie de translation (SDW ou rayures) [31]. Dans le second, plus exotique, un ordre appelé *d-density wave* implique des courants orbitaux et brise la symétrie d'inversion du temps [79].

4.3 L'anisotropie et la poche d'électrons

Dans les quelques pages qui précèdent, il a été démontré que l'effet Nernst permet de révéler une anisotropie dans le plan de CuO_2 de YBCO dont l'apparition est simultanée avec l'ouverture du pseudogap. Aussi, le pouvoir thermoélectrique a confirmé que le transport à basse température est dominé par une petite poche d'électrons ayant une grande mobilité.

En comparant les coefficients de Nernst des axes a et b mesurés sous 28 T, on constate que ces deux observations apparemment contradictoires sont en fait graduellement réconciliées. En effet, la figure 4.7 montre que l'anisotropie, maximale à 85 K, disparaît autour de 30 K, où c'est la poche d'électrons qui domine.

Toutes les données d'effet Nernst pour YBCO $p = 0.12$ sont mises ensembles sur la figure 4.8 et font une synthèse des résultats énumérés dans ce chapitre. L'anisotropie entre les axes a et b débute à T_ν , est maximale à 85 K puis s'annule lorsque la poche d'électrons domine.

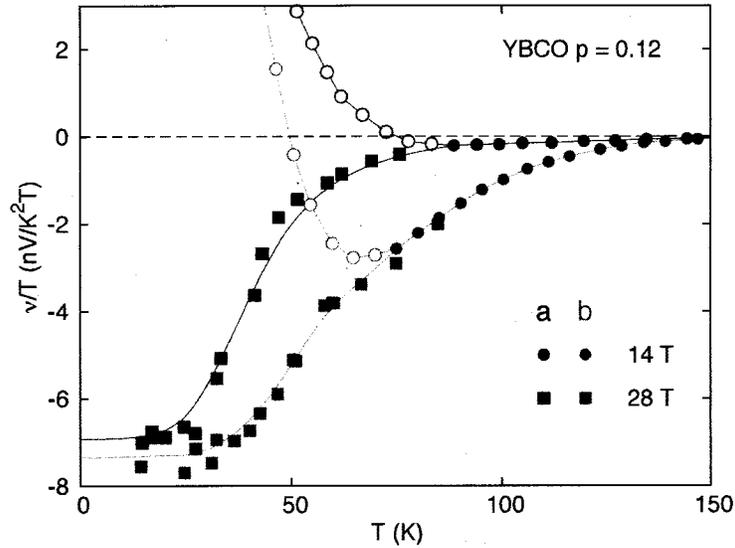


Fig. 4.7 – Contributions des quasi-particules au coefficient de Nernst de YBCO $p = 0.12$ pour les axes a (bleu) et b (rouge). L'anisotropie révélée à haute température par un champ magnétique modeste (cercles) disparaît progressivement à basse température sous un champ plus intense (carrés).

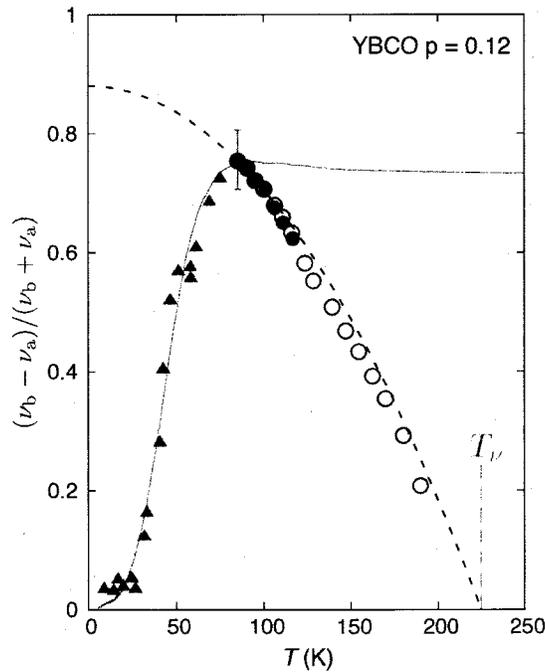


Fig. 4.8 – Anisotropie en fonction de la température pour YBCO $p = 0.12$. Les points rouges sont la différence sur la somme tandis que les points noirs vides sont obtenus de $[D(T) - D(T_\nu)]/[S(T) - S(T_\nu)]$ où $D(T) \equiv (\nu_a - \nu_b)/T$ et $S(T) \equiv -(\nu_a + \nu_b)/T$. Cette complication vient du fait que $(\nu_b - \nu_a)$ change de signe vers 150 K. Les triangles montrent également le rapport de la différence et de la somme, mais pour un champ magnétique de 28 T. La ligne bleue trace la valeur de $\tan \theta_H$ obtenue sous un champ magnétique de 30 T. Figure inspirée de [37].

Chapitre 5

Transport thermoélectrique sous champ magnétique intense

Tel que mentionné à quelques reprises, les champs magnétiques intenses sont un outil essentiel à l'étude des supraconducteurs puisqu'ils permettent de détruire la supraconductivité et de révéler l'état sous-jacent. En particulier, dans un contexte de compétition de phases avec un ordre d'onde de densité, le champ magnétique agit comme un paramètre de contrôle clé [80].

Pour faire suite aux résultats présentés au chapitre précédent, d'autres mesures des effets Nernst et Seebeck ont été effectuées au LNCMI de Grenoble sous 28 T. Certains résultats sont présentés dans ce chapitre. Ceux de l'échantillon Hg-1201 $p = 0.10$ sont exposés à l'annexe B. Les détails concernant les échantillons et les expérimentations sont résumés à l'annexe C.

5.1 Nd-LSCO $p = 0.20$

La figure 5.1 montre la dépendance en température du coefficient Nernst de Nd-LSCO pour $p = 0.20$ et différents champs magnétiques. Contrairement à YBCO, ν est négatif à haute température et devient positif sous 40 K. Il n'est donc pas aisé de distinguer les contributions des fluctuations supraconductrices et des quasi-particules.

5.1.1 Deux contributions à l'effet Nernst

À ce dopage, la résistivité a permis d'évaluer que $T_c = 20$ K et $T^* \simeq 75$ K [10]. Cette dernière température est indiquée par une flèche sur le panneau du haut de la figure 5.1. Bien que la densité de points soit trop faible pour l'affirmer avec certitude, il semble que la remontée de ν/T s'amorce bien avec l'ouverture du pseudogap.

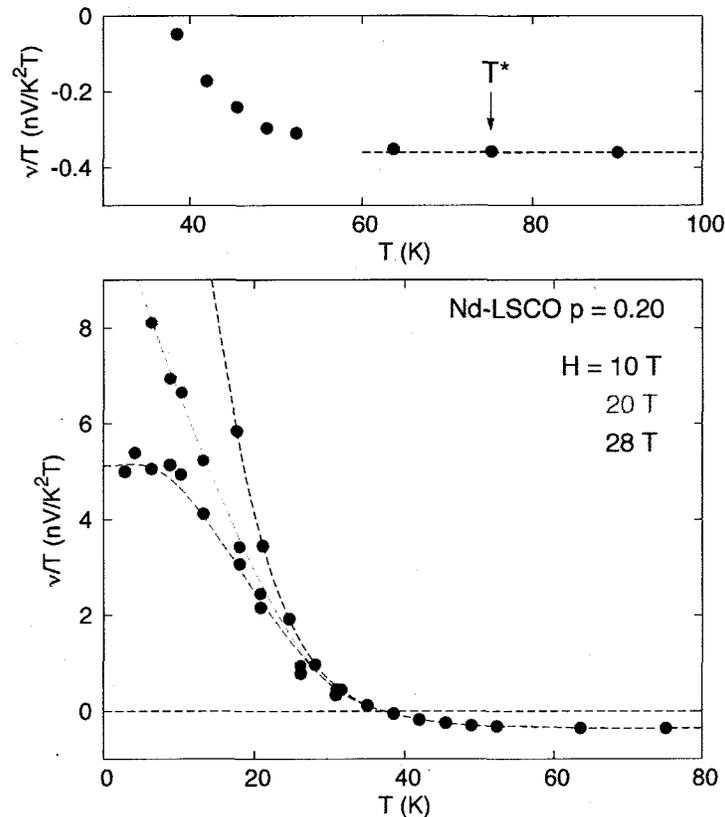


Fig. 5.1 – Dépendance en température du coefficient de Nernst de Nd-LSCO pour $p = 0.20$ et différents champs magnétiques. Le panneau du haut montre un agrandissement de la courbe à 10 T dans la région des hautes températures. La flèche indique la position de la température T^* déduite de la résistivité [10].

On pourrait évidemment argumenter que ce sont les fluctuations supraconductrices qui sont la cause de la remontée et du changement de signe. Il y aurait alors des vortex qui persisteraient à des températures deux à trois fois supérieures à T_c .

Toutefois, la dépendance en champ magnétique ne supporte pas ce scénario. En effet, au-dessus de 30 K, la valeur de ν/T est la même pour tous les champs. À lui seul, cet argument rend le scénario des fluctuations supraconductrices très improbable.

5.1.2 Vérification quantitative

À basse température, un champ de 28 T donne un signal de Nernst qui sature à une valeur de $+5 \text{ nV/K}^2\text{T}$. Tel qu'anticipé à la section 2.3, cette valeur est en contraste avec la valeur de $-0.4 \text{ nV/K}^2\text{T}$ obtenue sous un champ de 15 T dans Nd-LSCO $p = 0.24$. Avec une T_c de 17 K, la supraconductivité est elle-même pratiquement inchangée.

Par contre, une différence notable est qu'il n'y a aucune trace du pseudogap à ce dopage.

La relation (2.12) nous permet donc de conclure, puisque la mobilité ne change pas plus que d'un facteur deux (fig. 5.2), que

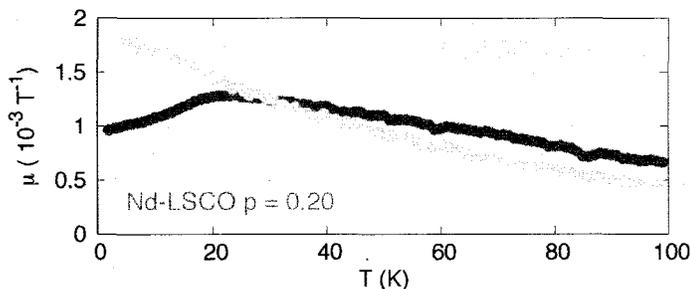


Fig. 5.2 – Mobilité de deux échantillons de Nd-LSCO.

la surface de Fermi a subi une reconstruction en passant de $p = 0.24$ à 0.20. En fait, comme la mobilité diminue d'un facteur deux, il faut que l'énergie de Fermi change d'un facteur vingt pour rendre compte de l'augmentation de la valeur de ν/T .

Comme les valeurs de la mobilité et de l'énergie de Fermi sont connues, il est possible de placer ces deux valeurs de ν/T sur le graphique de Behnia (fig. 2.1). Pour $p = 0.20$, on a $\mu = 10^{-3} \text{ T}^{-1}$ et $T_F \sim 300 \text{ K}$ alors que pour $p = 0.24$, on a $\mu = 1.8 \times 10^{-3} \text{ T}^{-1}$ et $T_F \sim 1400 \text{ K}$. Les températures de Fermi sont extraites de la valeur à basse température du coefficient Seebeck [43] par la relation (2.13). La valeur obtenue pour $p = 0.24$ est plus petite d'un facteur trois que celle issue des oscillations quantiques dans Tl-2201 [81]. L'augmentation de la valeur de S/T pourrait être causée par la proximité du PCQ. Bien sûr, la valeur obtenue pour $p = 0.20$ est très approximative, étant donné la possible compensation des trous et des électrons.

Deux points sont donc ajoutés au graphique de Behnia à la figure 5.10. La section 2.3 a permis de souligner que les équations semi-classiques du transport rendaient compte des valeurs obtenues pour $p = 0.24$, mais pas 0.20. Il n'est donc pas surprenant que le point associé à ce dopage soit éloigné de la droite.

5.2 Eu-LSCO

La figure 5.3 montre la dépendance en température du coefficient Nernst de Eu-LSCO pour $p = 0.125$ et différents champs magnétiques. Comme pour Nd-LSCO, ν est négatif à haute température et devient positif sous 100 K. À ce dopage par contre, le pseudogap apparaît à beaucoup plus haute température, soit environ 140 K [76], tandis que la T_c est particulièrement faible, autour de 7 K (cf. figure C.1).

5.2.1 Deux contributions à l'effet Nernst pour $p = 0.125$

Ainsi, la contribution des quasi-particules, même si elle est du même signe que celle des vortex, peut être distinguée par l'allure de la courbe. Comme le signal de Nernst est proportionnel à la température, d'après la relation (2.12), ν doit s'annuler à $T = 0$ K*. Les données de la figure 5.3 présentent donc deux éléments distincts, attribués respectivement aux quasi-particules et aux vortex :

1. un renflement qui apparaît à haute température, qui est indépendant du champ et qui s'annule à $T = 0$ K ;
2. un pic qui apparaît entre 30 et 40 K, qui augmente très rapidement à basse température et qui est effacé en appliquant un champ de 28 T.

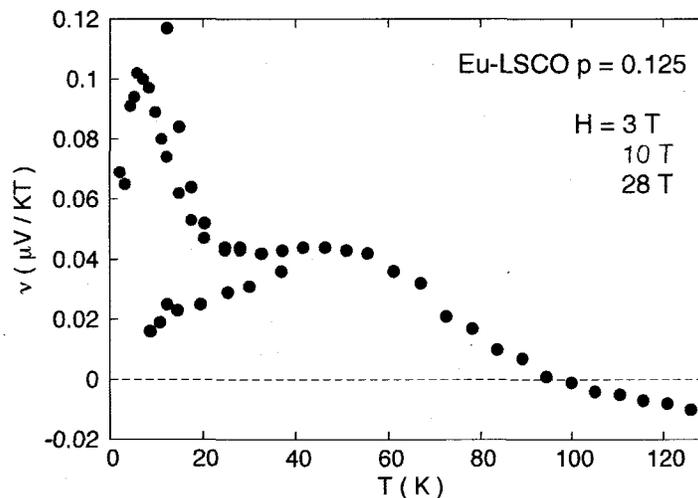


Fig. 5.3 – Dépendance en température du coefficient de Nernst de Eu-LSCO pour $p = 0.125$ et différents champs magnétiques.

*C'est également la troisième loi de la thermodynamique, énoncée par W. H. Nernst lui-même.

Les données recueillies sous 28 T, lorsque tracées en ν/T , permettent d'extrapoler vers une valeur de $2 \text{ nV/K}^2\text{T}$. Avec une mobilité mesurée sous 45 T d'environ 10^{-2} T^{-1} (données non publiées) et une température de Fermi de 550 K, un point supplémentaire peut être mis sur le graphique de Behnia (figure 5.10). La valeur de T_F provient encore une fois de S/T (figure 5.7); elle est comparable aux valeurs obtenues des oscillations quantiques dans YBCO [78, 82].

5.2.2 Mesures à haut champ dans Eu-LSCO

Le changement de signe de l'effet Seebeck dans Eu-LSCO $p = 0.125$ a déjà été mentionné à la section 4.2.2 et publié [61]. Bien que ce changement de signe soit visible à champ magnétique nul, il est intéressant de le confirmer aux plus basses températures en appliquant un champ magnétique intense sur différents dopages.

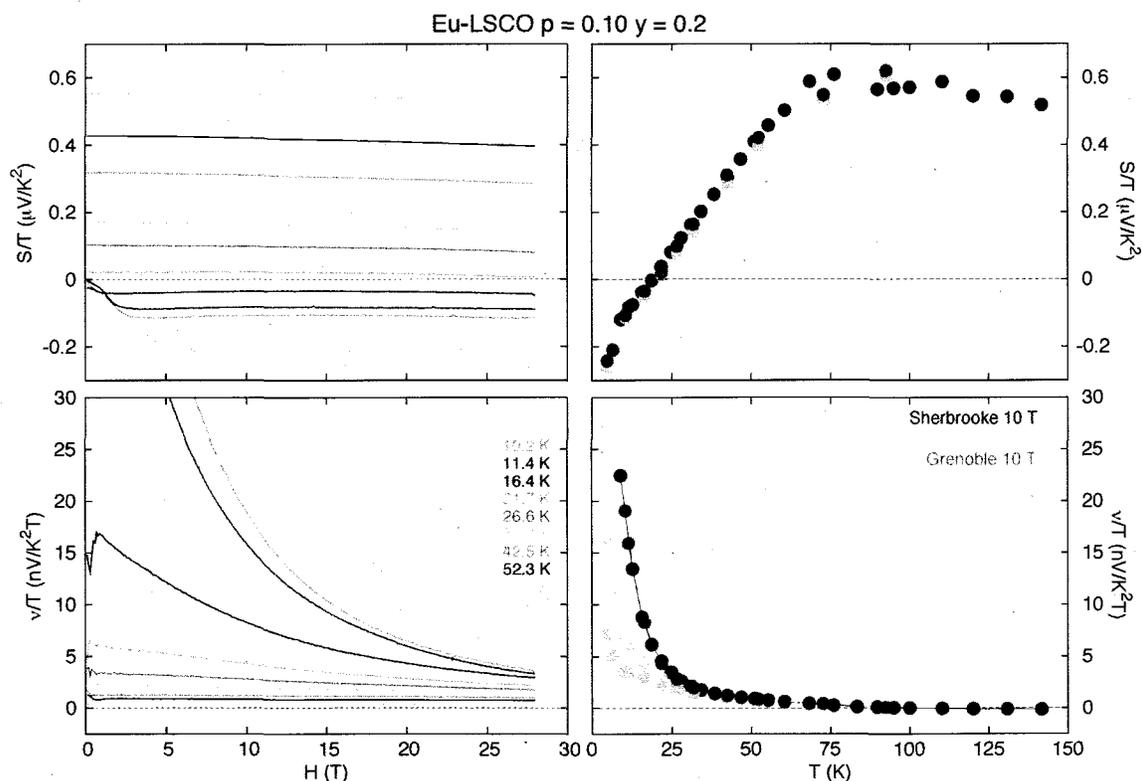


Fig. 5.4 – Dépendances en champ magnétique et en température des coefficients de Nernst et Seebeck pour Eu-LSCO $p = 0.10$.

La figure 5.4 rassemble les dépendances en champ et en température des coefficients de Nernst et Seebeck pour Eu-LSCO $p = 0.10$. Sauf pour les plus basses températures mesurées, où le régime mixte de vortex est observé, la dépendance en champ de S/T est très faible. Possiblement associée à de la magnétorésistance, il n'a pas été possible à ce jour de tirer de conclusion de l'analyse de cette dépendance.

Alors qu'un champ magnétique d'environ 10 T est suffisant pour éliminer toute trace de supraconductivité dans l'effet Seebeck, il n'est pas évident que l'état normal soit atteint dans le coefficient de Nernst à basse température. En effet, contrairement à YBCO $p = 0.12$ (figure 4.4), ν ne semble pas saturer à 28 T. De plus, ν devrait être nul dans l'état supraconducteur sous H_{vortex} et montrer un maximum positif dans le régime où les vortex sont mobiles. Cela n'est pas ce qui est observé puisqu'un champ magnétique très faible suffit pour engendrer un signal de Nernst énorme, soit $\nu/T(0.1 \text{ T}) \simeq 1.5 \mu\text{V}/\text{K}^2\text{T}$ à $T = 4.7 \text{ K}$. Une explication de ce comportement représenterait une avancée intéressante pour la compréhension de l'effet Nernst dans les cuprates sous-dopés.

Cela étant, la valeur de ν/T à haut champ dans la limite $T \rightarrow 0 \text{ K}$ n'est probablement pas significative. De même, la valeur négative de S/T est assurément influencée à la fois par des trous et des électrons de manière plus importante qu'au dopage $p \sim 1/8$. Il n'est donc pas pertinent d'en tirer une valeur de l'énergie de Fermi. Afin de caractériser la présence de la poche d'électrons causant ce signe négatif, la température où S change de signe est retenue, soit $T_0^S = 18 \pm 2 \text{ K}$.

La figure 5.5 montre les dépendances en champ et en température des coefficients de Nernst et Seebeck pour Eu-LSCO $p = 0.16$. Le comportement de S/T est très similaire à celui pour $p = 0.10$. Pour un champ magnétique supérieur à H_{vortex} , une faible dépendance en champ est observée. L'étrange forme de la transition de $H < H_{\text{vortex}}$ à $H > H_{\text{vortex}}$, également visible dans la dépendance en température de la résistivité à champ nul (figure C.1), peut être attribuée à une inhomogénéité de l'échantillon. Contrairement à celle pour $p = 0.10$, la dépendance en champ du coefficient de Nernst correspond davantage à ce qui est attendu ; ν est bien nul dans l'état supraconducteur, montre un maximum positif avant de diminuer et potentiellement saturer à un champ plus grand que 28 T. La double structure de la transition est également visible.

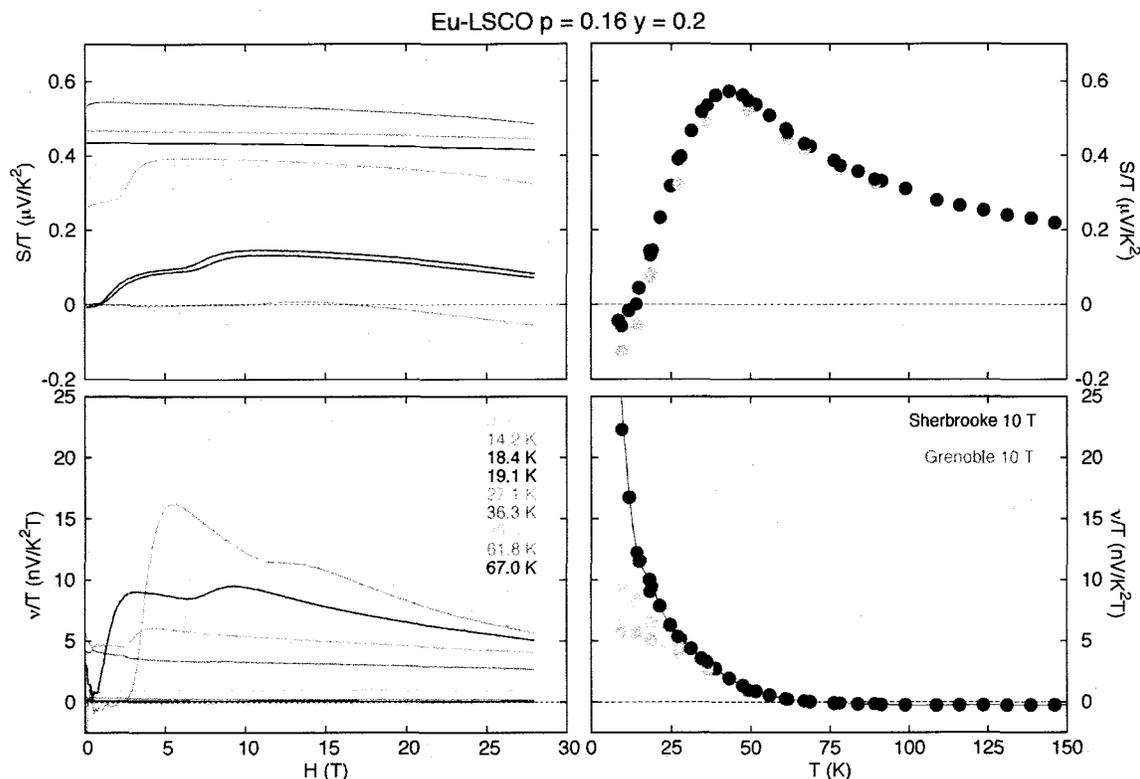


Fig. 5.5 – Dépendances en champ magnétique et en température des coefficients de Nernst et Seebeck pour Eu-LSCO $p = 0.16$ $y = 0.2$.

Le changement de signe du coefficient Seebeck n'est pas observé à champ nul puisqu'il survient à la même température que la supraconductivité ($T_c \simeq 13$ K, cf. annexe C). Un champ de 10 T est suffisant pour obtenir $T_0^S = 13 \pm 5$ K. L'incertitude vient des différentes valeurs obtenues des différents champs. Encore une fois, il est difficile d'interpréter la grandeur des valeurs de S/T et ν/T dans la limite $T \rightarrow 0$ K en raison de la compensation entre les trous et les électrons et de la dépendance en champ magnétique.

La figure 5.6 montre les dépendances en champ et en température des coefficients de Nernst et Seebeck pour Eu-LSCO $p = 0.16$, mais cette fois avec $y = 0.1$, c'est-à-dire $\text{La}_{1.74}\text{Eu}_{0.1}\text{Sr}_{0.16}\text{CuO}_4$. Plusieurs disparités sont observables par rapport à $y = 0.2$. Bien sûr, la principale est la valeur de la température critique (~ 27 K) qui est deux fois plus élevée que pour $y = 0.1$ (fig. C.1).

Ensuite, le changement de signe de S n'est plus observé. Alors que pour $y = 0.2$, la poche d'électrons issue de la surface de Fermi reconstruite et associée à l'ordre de rayures détecté à $p \simeq 1/8$ (cf. section 4.2.2) donne une valeur négative à $S(T \rightarrow 0)$,

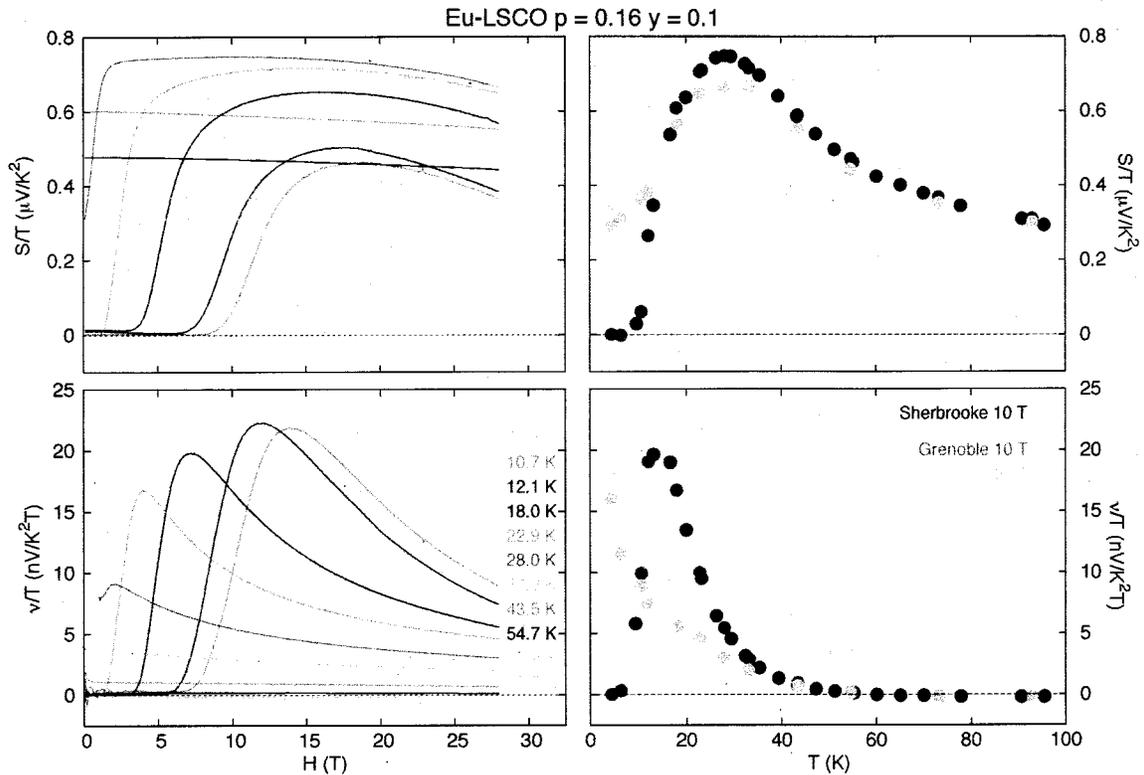


Fig. 5.6 – Dépendances en champ magnétique et en température des coefficients de Nernst et Seebeck pour Eu-LSCO $p = 0.16$ $y = 0.1$.

pour $y = 0.1$, il semble que la poche d'électrons ne domine pas le transport. Il se peut que dans ce matériau, la mobilité des trous soit plus grande. Il faut noter que le coefficient de Hall, qui change de signe dans YBCO [2], reste positif dans Eu-LSCO (données non publiées).

La dépendance en champ magnétique permet d'apprécier la qualité de l'échantillon et des données recueillies. Le fait que la double structure du maximum dans S/T et ν/T pour $y = 0.2$ soit absente pour $y = 0.1$ rend le maximum mieux défini et la magnétorésistance beaucoup plus continue. Il y a toutefois une légère anomalie à 20 T, présente dans les données brutes à toutes les températures et dont l'origine est inconnue, mais probablement extrinsèque à l'échantillon. Enfin, comme il fallait s'y attendre du fait de la supraconductivité plus robuste, aucune des quantités mesurées ne sature à haut champ et à basse température. Néanmoins, il est possible de constater, grâce à la dépendance en température de ν/T pour différents champs, que la contribution des fluctuations supraconductrices ne s'étend pas au-delà de 40 K.

5.3 Poche d'électrons dans la surface de Fermi de Eu-LSCO

Les données recueillies sous champ magnétique intense permettent donc d'observer le changement de signe du coefficient Seebeck à différents dopages. La figure 5.7 regroupe toutes les données obtenues par le groupe (lignes pleines) de S/T en fonction de la température dans Eu-LSCO. Afin de comparer ces résultats, les données de Hess *et coll.* [83] (lignes pointillées) sont également tracées.

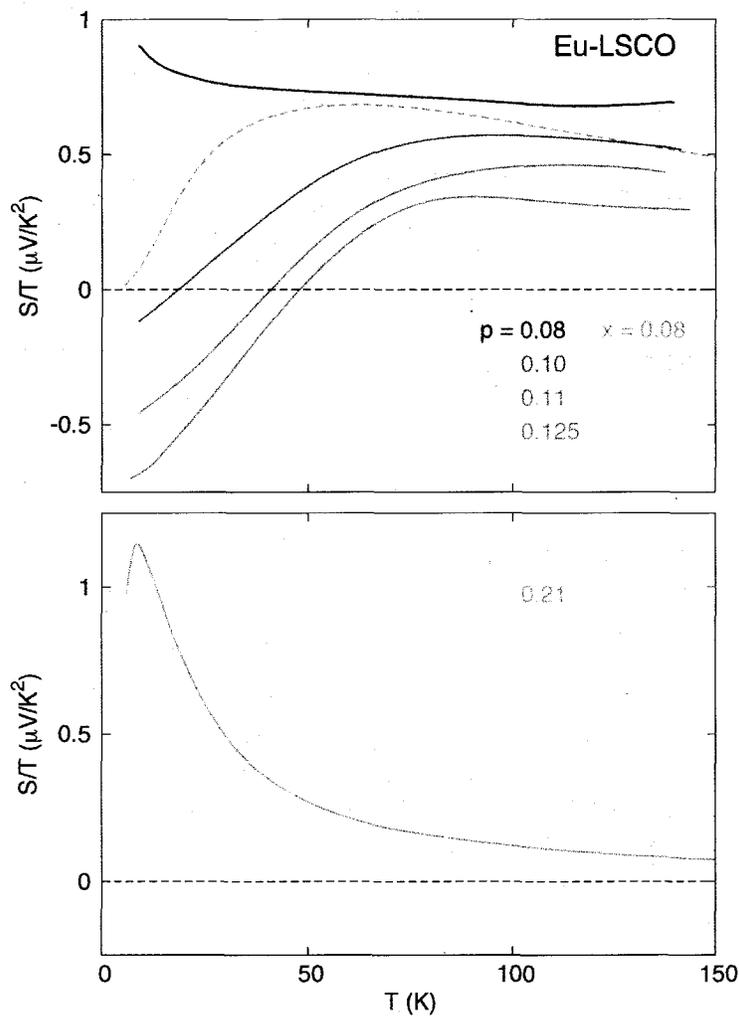


Fig. 5.7 – Dépendance en température du coefficient Seebeck pour différents dopages de Eu-LSCO. Les lignes pleines sont les données du groupe (valeurs de p), dont certaines ont été présentées dans ce mémoire, et les lignes pointillées sont les données publiées récemment par Hess *et coll.* [83] (valeurs de x).

Un rapide coup d'oeil aux deux séries de dopages conduit à la conclusion qu'il y a un désaccord sur les valeurs des dopages.

- La courbe pour $x = 0.08$ se comporte plutôt comme un dopage de $p = 0.09$, alors qu'aucun changement de signe n'est observé pour $p = 0.08$.
- Le changement de signe pour $x = 0.125$ se produit à une température très différente que pour $p = 0.125$.
- L'allure de la courbe pour $x = 0.15$ est très similaire à celle de $p = 0.16$.
- Même remarque pour $x = 0.20$ et $p = 0.21$.

Cela laisse croire que les dopages des échantillons de Hess *et coll.* sont égaux à $x + 0.01$. La comparaison des températures critiques provenant de leurs courbes de résistivité est ardue en raison de la faible résolution des données disponibles [83]. Aussi, Hess *et coll.* n'ayant pas cru bon d'appliquer un champ magnétique pour mesurer l'effet Seebeck, ils n'ont observé le changement de signe que pour $x = 0.125$. Il faut néanmoins mentionner la qualité des mesures à haute température grâce à un montage faisant intervenir des thermocouples or/chromel [83].

Les valeurs de T_0^S identifiées pour les différentes valeurs de p déterminent un dôme autour de $p \simeq 1/8$ dans le diagramme de phase de Eu-LSCO à la figure 5.8. Les valeurs qu'il serait possible d'extraire des données de Hess *et coll.* ne sont pas retenues en raison de l'ambiguïté qui existe sur leur dopage réel. Les températures T_ν pour Eu-LSCO et Nd-LSCO sont indiquées par des carrés. Ces valeurs sont répertoriées à l'annexe C. Les températures d'apparition d'un ordre de charge (T_{CO}), représentées par des losanges et des triangles, ont été obtenues respectivement par diffraction de rayons X [77,84] et par résonance quadrupolaire [85]. Enfin, le dôme supraconducteur, délimité par T_c , est illustré par une ligne noire pleine.

La similarité du diagramme de phase de Eu-LSCO avec celui de YBCO, également représenté à la figure 5.8, est saisissante. Les températures de changement de signe du coefficient de Hall (T_0^H) établissent un dôme très semblable autour de $p \simeq 1/8$ [3]. Les valeurs de T_ν pour YBCO sont détaillées dans les informations supplémentaires de Daou *et coll.* [37]. Les dômes des deux diagrammes de phase caractérisent la présence d'une poche d'électrons qui domine le transport dans les cuprates sous-dopés. La grande similarité de l'évolution en dopage des températures de changement de signe dans les deux matériaux est une preuve très forte que la reconstruction de la surface

de Fermi dans YBCO est causée par l'apparition d'un ordre de rayures sous une température comparable à la T_c . Cela suggère que l'état fondamental du pseudogap des cuprates dopés en trous est en fait un ordre de rayures se terminant par un PCQ près de $p^* \simeq 0.235$. Cette interprétation de même que la figure 5.8 seront au coeur d'une publication qui est présentement en rédaction [86].

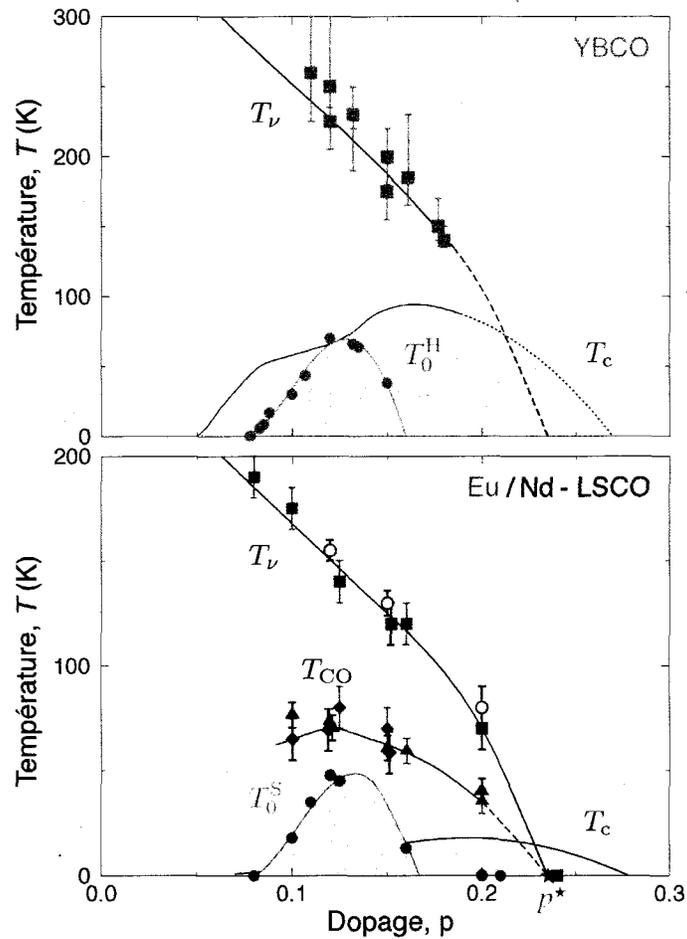


Fig. 5.8 – Diagrammes de phases de Eu/Nd-LSCO et YBCO. Les lignes sont des fonctions polynomiales tracées à titre indicatif. Figure produite pour [86].

La reconstruction de la surface de Fermi a été intégrée dans un modèle d'onde de densité de spin par Millis *et coll.* [87], suite aux premières mesures d'oscillations quantiques. Récemment, ils ont à nouveau fait appel à ce modèle pour expliquer l'absence d'oscillation quantique dans YBCO pour $\delta < 0.46$ [88] et la divergence de la masse cyclotron au même dopage [89]. Leur modèle explique ces observations par une tran-

sition de Lifshitz* qui survient lorsque les poches d'électrons sur lesquelles les oscillations sont mesurées se touchent pour former une bande quasi-unidimensionnelle [88]. Ce scénario permet en outre d'expliquer la localisation des charges vue dans les propriétés de transport à haut champ magnétique [90].

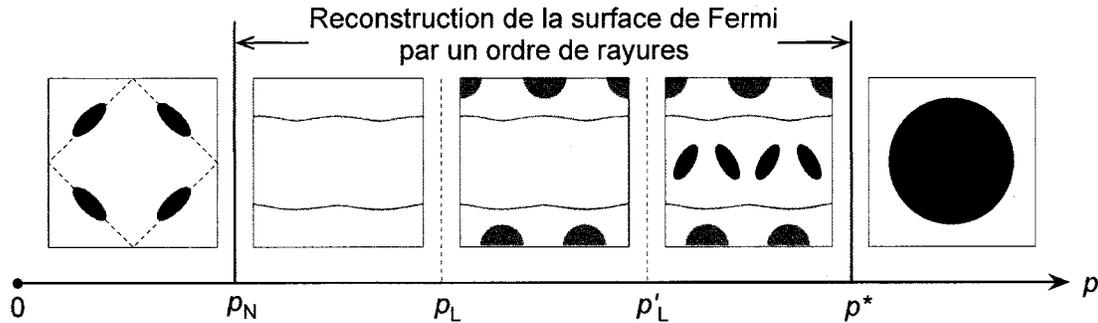


Fig. 5.9 – Représentation schématique de la reconstruction de la surface de Fermi causée par un ordre de rayures dans les cuprates dopés en trous [87] (à température nulle, en absence de supraconductivité). Figure produite pour [86].

La figure 5.9 montre une représentation schématique de la reconstruction de la surface de Fermi causée par un ordre de rayures [87]. p^* est le PCQ marquant l'apparition de l'ordre de rayures, situé à $p \simeq 0.235$ dans Nd-LSCO [40]. Le grand cylindre de trous (bleu) est reconstruit suite à la brisure de la symétrie de translation par l'ordre de spin et/ou de charge.

Ce type de reconstruction conduit généralement à la présence de petites poches d'électrons (rouges) près de $(\pi, 0)$ dans la zone de Brillouin, en plus des petites poches de trous fermées et de feuilles quasi-unidimensionnelles (vertes). En fonction du changement d'intensité et/ou de périodicité de l'ordre de rayures, deux transitions de Lifshitz peuvent survenir [88, 91], associées avec la perte des poches de trous (p'_L) et d'électrons (p_L); la perte de la poche d'électrons a été détectée récemment à $p_L = 0.08$ dans YBCO [92].

Sous $p_N = 0.05$ (dans YBCO), un ordre antiferromagnétique commensurable avec $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$ s'installe. Cette nouvelle périodicité cause une nouvelle reconstruction de la surface de Fermi, produisant de petites poches de trous à $(\pm \pi/2, \pm \pi/2)$ dans la nouvelle zone de Brillouin magnétique.

*Une transition de Lifshitz survient lorsque la topologie de la surface de Fermi est changée à température nulle sans qu'aucune symétrie ne soit brisée.

5.4 Graphique de Behnia

La figure 2.1 est reproduite ici en y ajoutant les quelques points issus de mesures récentes et présentées dans ce mémoire. L'accord avec la relation (2.12) pour Nd-LSCO $p = 0.24$ et YBCO $p = 0.12$ est exceptionnellement bon. Pour les trois autres points, il est évident que la présence de plus d'une surface de Fermi contribuant au transport complique les choses et rend l'accord moins bon. En particulier, l'évaluation de la température de Fermi de Nd-LSCO $p = 0.20$ et Eu-LSCO $p = 0.125$ par la valeur de S/T peut être faussée par une compensation des trous et des électrons.

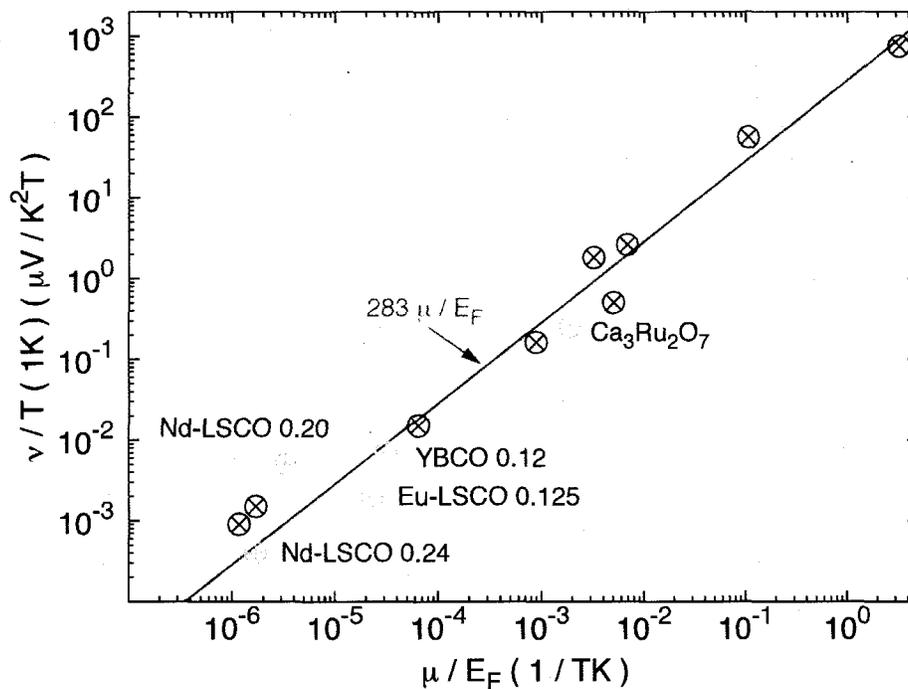


Fig. 5.10 – Le graphique de K. Behnia [52], incluant les points ajoutés grâce aux données présentées dans ce mémoire. Le point pour $\text{Ca}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$ a été ajouté suite à des mesures faites dernièrement (septembre 2010). Pour tous les points ajoutés sauf $\text{Ca}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$, la mobilité provient de l'angle de Hall et l'énergie de Fermi de S/T dans la limite $T \rightarrow 0$ K. Pour $\text{Ca}_3\text{Ru}_2\text{O}_7$, la mobilité provient également de l'angle de Hall ($\sim 0.16 \text{ T}^{-1}$), mais l'énergie de Fermi est la valeur moyenne calculée pour les différentes fréquences d'oscillations quantiques, soit $T_F \simeq 85$ K.

Conclusion

Initialement, deux objectifs particuliers ont été identifiés comme étant au coeur de ce mémoire, soit l'étude de la reconstruction de la surface de Fermi par la mesure de l'effet Seebeck dans Eu-LSCO et la détermination de l'origine de l'accroissement du signal de Nernst dans la phase pseudogap des cuprates. Ces mesures ont requis l'utilisation de champs magnétiques suffisamment intenses pour détruire la supraconductivité et accéder à l'état normal sous-jacent.

Les résultats obtenus ont permis de conclure qu'une poche d'électrons existe dans le diagramme de phase de Eu-LSCO autour de $p = 1/8$, tout comme dans celui de YBCO. La remarquable similarité de la dépendance en dopage de la reconstruction de la surface de Fermi dans ces deux matériaux laisse peu de place au doute : l'état fondamental du pseudogap est un ordre de rayures.

Les mesures d'effet Nernst, effectuées sur une panoplie d'échantillons, conduisent toutes à la conclusion qu'il existe bel et bien deux contributions au coefficient de Nernst : celle des fluctuations supraconductrices et celle des quasi-particules. La première est positive et est confinée à une gamme de température autour de T_c qui reste à définir. La seconde peut être négative comme positive et est proportionnelle à basse température au rapport de la mobilité et de l'énergie de Fermi.

En cours de route, quelques questions sont restées sans réponse :

- la dépendance en champ de S/T dans la phase normale de Eu-LSCO ;
- la dépendance en champ de ν/T à basse température dans Eu-LSCO $p = 0.10$;
- le signe de la contribution des quasi-particules à l'effet Nernst dans la limite $T \rightarrow 0$ K, négatif dans YBCO et positif dans Eu-LSCO ;
- l'absence de changement de signe de S dans Hg-1201 $p = 0.10$ (voir annexe B).

La recherche d'explications à ces questions conduira assurément à une meilleure compréhension du diagramme de phase des cuprates. Un scénario plausible est que la reconstruction de la surface de Fermi et la formation d'une poche d'électrons aient pour origine la compétition d'un ordre de rayure stabilisé à basse température.

Annexe A

Calcul des coefficients de Nernst et Seebeck

Dans un problème de transport thermoélectrique pouvant être traité en seulement deux dimensions, la densité de courant de charges est liée au champ électrique et au gradient de chaleur par

$$J_x = \sigma_{xx}E_x + \sigma_{xy}E_y - \alpha_{xx}\partial_x T = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$J_y = \sigma_{yx}E_x + \sigma_{yy}E_y - \alpha_{yx}\partial_x T = 0 \quad (\text{A.2})$$

où σ_{ij} et α_{ij} sont les composantes des tenseurs de conductivité électrique et thermique. Les conditions expérimentales imposent que $\partial_y T = 0$ et que la densité de courant soit nulle dans les deux directions puisqu'aucun courant n'est appliqué et que le circuit est ouvert. De la relation (A.2), on obtient

$$E_y = \frac{\alpha_{yx}}{\sigma_{yy}}\partial_x T - \frac{\sigma_{yx}}{\sigma_{yy}}E_x \quad (\text{A.3})$$

ce qui, injecté dans (A.1), donne

$$0 = \sigma_{xx}E_x + \sigma_{xy}\frac{\alpha_{yx}}{\sigma_{yy}}\partial_x T - \sigma_{xy}\frac{\sigma_{yx}}{\sigma_{yy}}E_x - \alpha_{xx}\partial_x T. \quad (\text{A.4})$$

Par symétrie, il est évident que $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$. De plus, si la symétrie d'inversion du temps est préservée, la relation d'Onsager est valide et alors $\sigma_{yx} = -\sigma_{xy}$. Or, d'après

la relation (2.6), cela implique également que $\alpha_{yx} = -\alpha_{xy}$. La relation précédente peut alors s'écrire comme

$$0 = \left(\sigma_{xx} + \frac{\sigma_{xy}^2}{\sigma_{xx}} \right) E_x - \left(\sigma_{xy} \frac{\alpha_{xy}}{\sigma_{xx}} + \alpha_{xx} \right) \partial_x T \quad (\text{A.5})$$

ou encore

$$(\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2) E_x = (\sigma_{xy} \alpha_{xy} + \sigma_{xx} \alpha_{xx}) \partial_x T, \quad (\text{A.6})$$

ce qui permet d'obtenir le coefficient Seebeck,

$$S \equiv \frac{E_x}{\partial_x T} = \frac{\alpha_{xx} \sigma_{xx} + \alpha_{xy} \sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}. \quad (\text{A.7})$$

On a donc démontré la relation (2.4). Pour le signal de Nernst, il suffit d'isoler

$$E_x = \frac{\alpha_{yx}}{\sigma_{yx}} \partial_x T - \frac{\sigma_{yy}}{\sigma_{yx}} E_y, \quad (\text{A.8})$$

de l'injecter dans (A.1)

$$0 = \sigma_{xx} \frac{\alpha_{yx}}{\sigma_{yx}} \partial_x T - \sigma_{xx} \frac{\sigma_{yy}}{\sigma_{yx}} E_y + \sigma_{xy} E_y - \alpha_{xx} \partial_x T \quad (\text{A.9})$$

et de faire les substitutions de symétrie

$$0 = \left(\sigma_{xx} \frac{\alpha_{xy}}{\sigma_{xy}} - \alpha_{xx} \right) \partial_x T + \left(\frac{\sigma_{xx}^2}{\sigma_{xy}} + \sigma_{xy} \right) E_y \quad (\text{A.10})$$

pour finalement obtenir la relation (2.5)

$$N \equiv \frac{E_y}{-\partial_x T} = \frac{\alpha_{xy} \sigma_{xx} - \alpha_{xx} \sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}. \quad (\text{A.11})$$

Le fait que les définitions des coefficients Seebeck et Nernst fassent intervenir des signes différents vient de la convention de signe pour l'effet Nernst, soit que le signal des vortex est pris comme positif. Ce sont les signes que l'on retrouve dans la littérature [52, 57, 93] et qui correspondent à tous les calculs effectués en lien avec les démonstrations ci-dessus.

Approximation

Il est pertinent de noter que si les termes hors-diagonaux sont petits par rapport aux termes diagonaux, on peut les négliger dans l'expression du coefficient Seebeck qui devient alors

$$S \simeq \frac{\alpha_{xx}}{\sigma_{xx}}. \quad (\text{A.12})$$

Bien sûr, cette approximation est rigoureusement exacte lorsque le champ magnétique est nul, mais dans ce cas il n'y a pas d'effet Nernst. La relation (A.11) prend alors la forme

$$N \simeq \frac{\alpha_{xy}}{\sigma_{xx}} - S \tan \theta_H. \quad (\text{A.13})$$

Cette expression a souvent été utilisée pour conclure que le premier terme contient le signal de Nernst provenant des vortex et des quasi-particules, alors que le second agit comme une valeur de seuil [57].

Annexe B

Hg-1201 sous champ intense

La motivation de mesurer un échantillon de Hg-1201 sous-dopé, avec une T_c mesurée en susceptibilité magnétique d'environ 65 K soit $p = 0.10$, était que les propriétés de transport thermoélectrique mesurées à Sherbrooke sous 10 T présentaient des similitudes avec celles de YBCO $p = 0.12$. Au dopage $p = 0.10$, Hg-1201 est réputé pour avoir une température d'ouverture du pseudogap de $T^* \simeq 350$ K [62].

La figure B.1 compare les dépendances en température des coefficients de Nernst et Seebeck pour ces deux échantillons. Les similitudes sont multiples :

- S/T augmente en diminuant la température, passe par un maximum avant de redescendre ;
- la supraconductivité semble être facile à détruire puisqu'un champ modeste suffit pour mesurer S jusqu'à 25 K ;
- ν/T est faible à haute température, devient grand et négatif entre T_ν et T_c , avant de devenir positif dû au signal des vortex ;
- l'apparition du signal négatif des quasi-particules semble être liée à l'ouverture du pseudogap.

Cet échantillon de Hg-1201 a donc été mesuré sous 28 T dans la perspective de mesurer l'état normal jusqu'à basse température et possiblement, de détecter un changement de signe du coefficient Seebeck. Les résultats sont regroupés à la figure B.2.

*La résistivité montre plutôt que $T_c \simeq 85$ K, ce qui pourrait être dû à une inhomogénéité du dopage à la surface causée par le recuit des contacts, fait suite à la mesure de la susceptibilité.

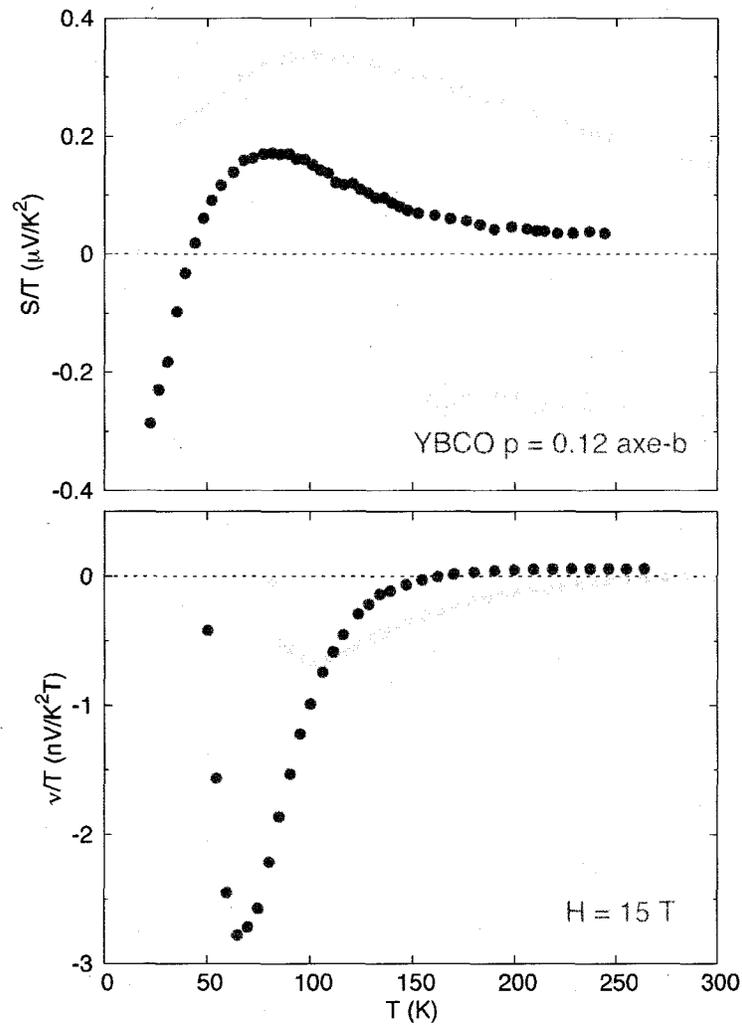


Fig. B.1 – Comparaison des dépendances en température des coefficients de Nernst et Seebeck pour Hg-1201 $p = 0.10$ et YBCO $p = 0.12$ axe-b sous de modestes champs magnétiques.

Il apparaît clairement que la supraconductivité est beaucoup plus robuste que ce qui était anticipé. En effet, aucune des propriétés mesurées ne semblent saturer à haut champ et sous 50 K. La contribution négative des quasi-particules, visible jusqu'à environ 80 K sous 10 T, ne se prolonge pas à plus basse température que 65 K même sous 28 T. Aussi, il est évident que S ne change pas de signe. La dépendance en champ aux plus basses températures semble même indiquer une valeur à température nulle dans l'état normal autour de $0.2 \mu\text{V}/\text{K}^2$.

Dans de futures mesures sur cet échantillon, il sera intéressant d'appliquer une pression uniaxiale dans le but de détecter une éventuelle anisotropie dans la résistivité ou encore dans l'effet Nernst. Un nouvel échantillon, avec un dopage plus près du fameux $p \simeq 1/8$, pourrait également être pertinent à mesurer sous champ magnétique intense.

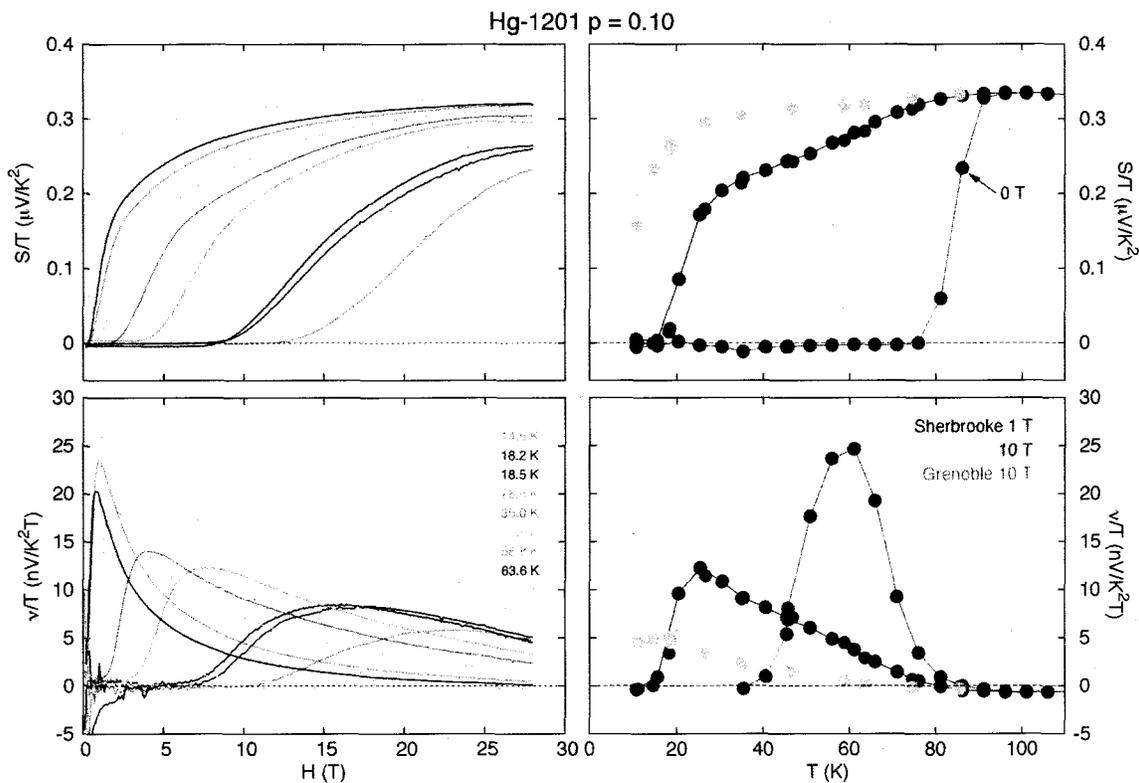


Fig. B.2 – Dépendances en champ magnétique et en température des coefficients de Nernst et Seebeck pour Hg-1201 $p = 0.10$.

Annexe C

Mesures au LNCFMI de Grenoble

Échantillons

Les échantillons de Nd-LSCO ont été préparés à l'Université du Texas par le groupe de J.-S. Zhou et ceux de Eu-LSCO à l'Université de Tokyo par le groupe de H. Takagi. Toutes les informations concernant la croissance des cristaux et leur préparation sont disponibles dans le mémoire de O. Cyr-Choinière [94]. Le tableau C.1 fait l'inventaire des valeurs des différentes températures caractéristiques pour les échantillons présentés dans ce mémoire. La figure C.1 montre les courbes de résistivité des quatre échantillons de Eu-LSCO qui ont été mesurés à Grenoble.

Échantillons	T_c (K) ($\rho = 0$)	T_ν (K)	T_0^S (K)
Eu-LSCO $p = 0.08$	3 ± 1	190 ± 10	0
Eu-LSCO $p = 0.10$	5 ± 1	175 ± 10	18 ± 2
Eu-LSCO $p = 0.11$	n.d.	n.d.	35 ± 2
Eu-LSCO $p = 0.125$	7 ± 2	140 ± 10	45 ± 3
Eu-LSCO $p = 0.16$	13 ± 2	120 ± 10	13 ± 5
Eu-LSCO $p = 0.16$ ($y = 0.1$)	27 ± 3	n.d.	0
Nd-LSCO $p = 0.20$	20 ± 1	70 ± 10	0
Nd-LSCO $p = 0.24$	17 ± 1	0	0

Tableau C.1 – Températures caractéristiques des échantillons de Eu/Nd-LSCO étudiés dans ce mémoire. T_c est la température à laquelle la résistivité s'annule. T_ν est la température sous laquelle ν/T dévie d'un comportement plat et linéaire à haute température. T_0^S est la température à laquelle le coefficient Seebeck change de signe.

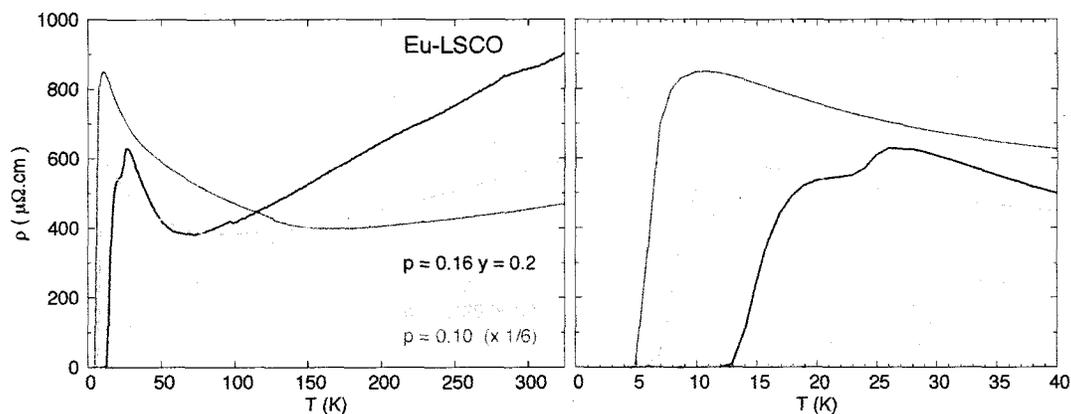


Fig. C.1 – Les courbes de résistivité des quatre échantillons de Eu-LSCO mesurés à Grenoble. L’agrandissement à droite permet de déterminer les valeurs de T_c . On constate que la forme singulière de la transition observée pour l’échantillon $p = 0.16$ ($y=0.2$) dans les mesures à haut champ (fig. 5.5) est également visible dans la résistivité à champ nul.

Expérimentations

Les données à haut champ magnétique présentées dans ce mémoire ont été recueillies au LNCMI de Grenoble en deux occasions. Du 2 au 7 novembre 2009, J. Chang, N. Doiron-Leyraud et moi-même nous sommes rendus sur le site où nous avons collaboré avec I. Sheikin, A. Antunes et L. Malone afin de mesurer deux échantillons de YBCO (non mentionnés ici), Eu-LSCO $p = 0.125$ et Nd-LSCO $p = 0.20$.

Du 19 au 24 avril 2010, seul N. Doiron-Leyraud a été en mesure de se rendre sur place en raison de l’éruption du volcan islandais Eyjafjöll et de la perturbation du trafic aérien qui a suivi. Quatre échantillons ont tout de même été mesurés, soient Hg-1201 (annexe B) et Eu-LSCO $p = 0.10$ et $p = 0.16$ ($y = 0.1$ et 0.2).

Contrairement à Sherbrooke où les mesures sont considérablement automatisées, celles prises à Grenoble requièrent une attention presque constante. De plus, comme l’aimant utilisé en est un résistif plutôt que supraconducteur, le temps d’utilisation est limité à six ou sept heures par nuit. Enfin, comme chaque température mesurée peut influencer la suite des mesures, l’analyse des données doit être faite en continu au fur et à mesure qu’elles sont recueillies. Ces contraintes font en sorte qu’une semaine de travail à Grenoble n’est pas de tout repos!

Bibliographie

- [1] Nicolas Doiron-Leyraud, Cyril Proust, David LeBoeuf, Julien Levallois, Jean-Baptiste Bonnemaïson, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy et Louis Taillefer, *Nature* **447**, 565–568 (2007).
- [2] David LeBoeuf, Nicolas Doiron-Leyraud, Julien Levallois, R. Daou, J. B. Bonnemaïson, N. E. Hussey, L. Balicas, B. J. Ramshaw, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, S. Adachi, Cyril Proust et Louis Taillefer, *Nature* **450**, 533–536 (2007).
- [3] David LeBoeuf, Thèse de Doctorat, Université de Sherbrooke, (2009).
- [4] H. K. Onnes, *Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden* **12** (1911).
- [5] J. R. Gavaler, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 480 (1973).
- [6] J. Bardeen, L. N. Cooper et J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **106**, 162–164 (1957).
- [7] J. P. Carbotte, *Rev. Mod. Phys.* **62**(4), 1027–1157 (1990).
- [8] J. G. Bednorz et K. A. Müller, *Z. Phys. B* **64**, 189–193 (1986).
- [9] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang et C. W. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 908–910 (1987).
- [10] A. Schilling, M. Cantoni, J. D. Guo et H. R. Ott, *Nature* **363**, 56–58 (1993).
- [11] M. Monteverde, M. Núñez-Regueiro, C. Acha, K. A. Lokshin, D. A. Pavlov, S. N. Putilin et E. V. Antipov, *Physica C* **408**, 23–24 (2004).
- [12] C. W. Chu, *Nat. Phys.* **5**, 787–789 (2009).
- [13] Patrick A. Lee, Naoto Nagaosa et Xiao-Gang Wen, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 17–85 (2006).
- [14] Emad Ahmed, Thèse de Doctorat, Aachen University, (2004).
- [15] C.H. Chen, S-W. Cheong, D.J. Werder, A.S. Cooper et L.W. Rupp Jr., *Physica C* **175**, 301–309 (1991).
- [16] L. F. Mattheiss, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1028–1030 (1987).
- [17] N. F. Mott, *Proc. Phys. Soc.* **62**, 416 (1949).
- [18] N. P. Armitage, P. Fournier et R. L. Greene, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2421–2487 (2010).

- [19] J.-Q. Yan, J.-S. Zhou et J. B. Goodenough, *Phys. Rev. B* **68**, 104520 (2003).
- [20] J. M. Tranquada, B. J. Sternlieb, J. D. Axe, Y. Nakamura et S. Uchida, *Nature* **375**, 561–563 (1995).
- [21] S. Chakravarty, H.-Y. Kee et K. Völker, *Nature* **428**, 53–55 (2004).
- [22] R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, J. C. Wynn, K. A. Moler, L. Lu, S. Laroche, L. Zhou, M. Greven, L. Lurio et S. G. J. Mochrie, *Physica C* **383**, 1–7 (2002).
- [23] F. Schwaigerer, B. Sailer, J. Glaser et H.-J. Meyer, *Chemie in unserer Zeit* **36**, 108 (2002).
- [24] N. E. Hussey, M. Abdel-Jawad, A. Carrington, A. P. Mackenzie et L. Balicas, *Nature* **425**, 814–817 (2003).
- [25] S. Nakamae, K. Behnia, N. Mangkorntong, M. Nohara, H. Takagi, S. J. C. Yates et N. E. Hussey, *Phys. Rev. B* **68**, 100502 (2003).
- [26] Cyril Proust, Etienne Boaknin, R. W. Hill, Louis Taillefer et A. P. Mackenzie, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 147003 (2002).
- [27] M. Plate, J. D. F. Mottershead, I. S. Elfimov, D. C. Peets, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, S. Chiuzbaian, M. Falub, M. Shi, L. Patthey et A. Damascelli, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 077001 (2005).
- [28] Louis Taillefer, *Annual Review of Condensed Matter Physics* **1**, 51–70 (2010).
- [29] R. Liang, D. A. Bonn et W. N. Hardy, *Phys. Rev. B* **73**, 180505 (2006).
- [30] W. N. Hardy, D. A. Bonn, D. C. Morgan, Ruixing Liang et Kuan Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3999–4002 (1993).
- [31] Tom Timusk et Bryan Statt, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 61–122 (1999).
- [32] W. W. Warren, R. E. Walstedt, G. F. Brennert, R. J. Cava, R. Tycko, R. F. Bell et G. Dabbagh, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1193–1196 (1989).
- [33] H. Ding, M. R. Norman, T. Yokoya, T. Takeuchi, M. Randeria, J. C. Campuzano, T. Takahashi, T. Mochiku et K. Kadowaki, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2628–2631 (1997).
- [34] Louis Taillefer, *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 164212 (2009).
- [35] T. Ito, K. Takenaka et S. Uchida, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3995–3998 (1993).
- [36] D. N. Basov, R. Liang, B. Dabrowski, D. A. Bonn, W. N. Hardy et T. Timusk, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4090–4093 (1996).
- [37] R. Daou, J. Chang, David LeBoeuf, Olivier Cyr-Choinière, Francis Laliberté, Nicolas Doiron-Leyraud, B. J. Ramshaw, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy et Louis Taillefer, *Nature* **463**, 519–522 (2010).
- [38] Ch. Renner, B. Revaz, J.-Y. Genoud, K. Kadowaki et Ø. Fischer, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 149–152 (1998).

- [39] A. G. Loeser, Z.-X. Shen, D. S. Dessau, D. S. Marshall, C. H. Park, P. Fournier et A. Kapitulnik, *Science* **273**, 325–329 (1996).
- [40] R. Daou, Nicolas Doiron-Leyraud, David LeBoeuf, S. Y. Li, Francis Laliberté, Olivier Cyr-Choinière, Y. J. Jo, L. Balicas, J. Q. Yan, J. S. Zhou, J. B. Goodenough et Louis Taillefer, *Nat. Phys.* **5**, 31–34 (2009).
- [41] Nicolas Doiron-Leyraud, P. Auban-Senzier, S. Rene de Cotret, A. Sedeki, C. Bourbonnais, D. Jerome, K. Bechgaard et Louis Taillefer, arXiv:0905.0961.
- [42] Subir Sachdev, *Nat. Phys.* **4**, 173–185 (2008).
- [43] R. Daou, Olivier Cyr-Choinière, Francis Laliberté, David LeBoeuf, Nicolas Doiron-Leyraud, J.-Q. Yan, J.-S. Zhou, J. B. Goodenough et Louis Taillefer, *Phys. Rev. B* **79**, 180505 (2009).
- [44] Indranil Paul et Gabriel Kotliar, *Phys. Rev. B* **64**, 184414 (2001).
- [45] M. R. Norman, H. Ding, M. Randeria, J. C. Campuzano, T. Yokoya, T. Takeuchi, T. Takahashi, T. Mochiku, K. Kadowaki, P. Guptasarma et D. G. Hinks, *Nature* **392**, 157–160 (1997).
- [46] K. M. Shen, F. Ronning, D. H. Lu, F. Baumberger, N. J. C. Ingle, W. S. Lee, W. Meevasana, Y. Kohsaka, M. Azuma, M. Takano, H. Takagi et Z.-X. Shen, *Science* **307**, 901–904 (2005).
- [47] H.-B. Yang, J. D. Rameau, P. D. Johnson, T. Valla, A. Tsvelik et G. D. Gu, *Nature* **456**, 77–80 (2008).
- [48] J. Meng, G. Liu, W. Zhang, L. Zhao, H. Liu, X. Jia, D. Mu, S. Liu, X. Dong, W. Lu, G. Wang, Y. Zhou, Y. Zhu, X. Wang, Z. A. Xu, C. Chen et X. J. Zhou, *Nature* **462**, 335–338 (2009).
- [49] B. Vignolle, B. J. Ramshaw, J. Day, D. LeBoeuf, L. Taillefer, W. N. Hardy, R. Liang, D. A. Bonn et C. Proust, *Non publié* (2010).
- [50] Sudip Chakravarty, *Science* **319**, 735–736 (2008).
- [51] Z. A. Xu, N. P. Ong, Y. Wang, T. Kakeshita et S. Uchida, *Nature* **406**, 486 (2000).
- [52] Kamran Behnia, *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 113101 (2009).
- [53] N. W. Ashcroft et N. D. Mermin, *Physique des solides*, (2002).
- [54] E. H. Sondheimer, *Proc. R. Soc. A* **193**, 484 (1948).
- [55] Kamran Behnia, Marie-Aude Méasson et Yakov Kopelevich, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 076603 (2007).
- [56] Pengcheng Li et R. L. Greene, *Phys. Rev. B* **76**, 174512 (2007).
- [57] Yayu Wang, Z. A. Xu, T. Kakeshita, S. Uchida, S. Ono, Yoichi Ando et N. P. Ong, *Phys. Rev. B* **64**, 224519 (2001).
- [58] Guy K. White et Philip J. Meeson, *Experimental Techniques in Low Temperature Physics*, Oxford Science Publications, 4e édition, (1968).

- [59] A.V. Inyushkin, K. Leicht et P. Esquinazi, *Cryogenics* **38**, 299 (1998).
- [60] R. Berman, *Phil. Mag.* **42**, 642 (1951).
- [61] J. Chang, R. Daou, Cyril Proust, David LeBoeuf, Nicolas Doiron-Leyraud, Francis Laliberté, B. Pingault, B. J. Ramshaw, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, H. Takagi, A. B. Antunes, I. Sheikin, K. Behnia et Louis Taillefer, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 057005 (2010).
- [62] Y. Li, V. Baledent, N. Barisic, Y. Cho, B. Fauque, Y. Sidis, G. Yu, X. Zhao, P. Bourges et M. Greven, *Nature* **455**, 372–375 (2008).
- [63] B. Fauqué, B., Y. Sidis, V. Hinkov, S. Pailhès, C. T. Lin, X. Chaud et P. Bourges, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 197001 (2006).
- [64] V. Balédent, B. Fauqué, Y. Sidis, N. B. Christensen, S. Pailhès, K. Conder, E. Pomjakushina, J. Mesot et P. Bourges, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 027004 (2010).
- [65] Jing Xia, Elizabeth Schemm, G. Deutscher, S. A. Kivelson, D. A. Bonn, W. N. Hardy, R. Liang, W. Siemons, G. Koster, M. M. Fejer et A. Kapitulnik, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 127002 (2008).
- [66] Yoichi Ando, Kouji Segawa, Seiki Komiyama et A. N. Lavrov, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 137005 (2002).
- [67] C. Stock, W. J. L. Buyers, R. Liang, D. Peets, Z. Tun, D. Bonn, W. N. Hardy et R. J. Birgeneau, *Phys. Rev. B* **69**, 014502 (2004).
- [68] V. Hinkov, D. Haug, B. Fauque, P. Bourges, Y. Sidis, A. Ivanov, C. Bernhard, C. T. Lin et B. Keimer, *Science* **319**, 597–600 (2008).
- [69] Y. Kohsaka, C. Taylor, K. Fujita, A. Schmidt, C. Lupien, T. Hanaguri, M. Azuma, M. Takano, H. Eisaki, H. Takagi, S. Uchida et J. C. Davis, *Science* **315**, 1380–1385 (2007).
- [70] Yayu Wang, Lu Li et N. P. Ong, *Phys. Rev. B* **73**, 024510 (2006).
- [71] R. A. Borzi, S. A. Grigera, J. Farrell, R. S. Perry, S. J. S. Lister, S. L. Lee, D. A. Tennant, Y. Maeno et A. P. Mackenzie, *Science* **315**, 214–217 (2007).
- [72] Yoichi Ando et Kouji Segawa, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 167005 (2002).
- [73] N. P. Ong, Y. Wang, S. Ono, Yoichi Ando et S. Uchida, *Ann. Phys. (Leipzig)* **13**, 9–14 (2004).
- [74] Y. Nakamura et S. Uchida, *Phys. Rev. B* **46**, 5841–5844 (1992).
- [75] Q. Li, M. Hücker, G. D. Gu, A. M. Tsvelik et J. M. Tranquada, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 067001 (2007).
- [76] Olivier Cyr-Choinière, R. Daou, Francis Laliberté, David LeBoeuf, Nicolas Doiron-Leyraud, J. Chang, J. Q. Yan, J. G. Cheng, J. S. Zhou, J. B. Goodenough, S. Pyon, T. Takayama, H. Takagi, Y. Tanaka et Louis Taillefer, *Nature* **458**, 743–745 (2009).

- [77] J. Fink, E. Schierle, E. Weschke, J. Geck, D. Hawthorn, V. Soltwisch, H. Wadati, H.-H. Wu, H. A. Dürr, N. Wizen, B. Büchner et G. A. Sawatzky, *Phys. Rev. B* **79**, 100502 (2009).
- [78] Cyril Jaudet, David Vignolles, Alain Audouard, Julien Levallois, D. LeBoeuf, Nicolas Doiron-Leyraud, B. Vignolle, M. Nardone, A. Zitouni, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, Louis Taillefer et Cyril Proust, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 187005 (2008).
- [79] Sudip Chakravarty, R. B. Laughlin, Dirk K. Morr et Chetan Nayak, *Phys. Rev. B* **63**, 094503 (2001).
- [80] Eugene Demler, Subir Sachdev et Ying Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 067202 (2001).
- [81] B. Vignolle, A. Carrington, R. A. Cooper, M. M. J. French, A. P. Mackenzie, C. Jaudet, D. Vignolles, Cyril Proust et N. E. Hussey, *Nature* **455**, 952–955 (2008).
- [82] A. F. Bangura, J. D. Fletcher, A. Carrington, J. Levallois, M. Nardone, B. Vignolle, P. J. Heard, N. Doiron-Leyraud, D. LeBoeuf, L. Taillefer, S. Adachi, C. Proust et N. E. Hussey, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 047004 (2008).
- [83] C. Hess, E. M. Ahmed, U. Ammerahl, A. Revcolevschi et B. Buchner, arXiv:1006.2846.
- [84] T. Niemöller, N. Ichikawa, T. Frello, H. Hünnefeld, N. H. Andersen, S. Uchida, J. R. Schneider et J. M. Tranquada, *Euro. Phys. Jour. B* **12**, 509–513 (1999).
- [85] A. W. Hunt, P. M. Singer, A. F. Cederström et T. Imai, *Phys. Rev. B* **64**, 134525 (2001).
- [86] Francis Laliberté, J. Chang, N. Doiron-Leyraud, O. Cyr-Choinière, R. Daou, H. Takagi, B. J. Ramshaw, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, A. B. Antunes, I. Sheikin, K. Behnia, L. Malone, C. Proust et Louis Taillefer, *à publier* (2010).
- [87] Andrew J. Millis et M. R. Norman, *Phys. Rev. B* **76**, 220503 (2007).
- [88] M. R. Norman, Jie Lin et A. J. Millis, *Phys. Rev. B* **81**, 180513 (2010).
- [89] Suchitra E. Sebastian, N. Harrison, M. M. Altarawneh, C. H. Mielke, Ruixing Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy et G. G. Lonzarich, arXiv:0910.2359.
- [90] Yoichi Ando, G. S. Boebinger, A. Passner, Tsuyoshi Kimura et Kohji Kishio, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4662–4665 (1995).
- [91] J. Lin et A. J. Millis, *Phys. Rev. B* **78**, 115108 (2008).
- [92] D. LeBoeuf, N. Doiron-Leyraud, B. Vignolle, M. Sutherland, B. J. Ramshaw, J. Levallois, R. Daou, F. Laliberté, O. Cyr-Choinière, J. Chang, Y. J. Jo, L. Balicas, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, C. Proust et L. Taillefer, arXiv:1009.2078 (2010).
- [93] V. Oganesyan et Iddo Ussishkin, *Phys. Rev. B* **70**, 054503 (2004).
- [94] Olivier Cyr-Choinière, Mémoire de Maîtrise, Université de Sherbrooke, (2009).